

ARCHIV DER ELEKTRISCHEN ÜBERTRAGUNG

Unter Mitarbeit von

H. Busch, R. Feldtkeller, E. Hölzler, K. Hoffmann, O. Kirchner
E. Kramar, A. Mehliß, W. Nestel, H. Piloty, L. Pungs, F. Schröter, W. O. Schumann
M. Seddig, A. Siemens, R. Tamm, R. Theile, F. Tank, R. Vieweg, G. Wuckel

Begründet von

KARL WILLY WAGNER

Schriftleitung:

J. Piesch, J. Schunack, M. Strutt, A. Thoma

Geschäftsführende Redaktion:

F. Rühmann

BAND 14

NOVEMBER 1960

HEFT 11

S. HIRZEL VERLAG · STUTTGART

KWR

**Trägerfrequenzkabel
KABELWERK RHEYDT AKT.-GES.**

RHEYDT (RHLD.)

INHALT

Originalmitteilungen:	Seite
Zur Theorie des Reflexklystrons mit inhomogenem Bremsfeld	477
Von <i>K.-H. Kupferschmidt</i>	
Über parametrische Schaltungen mit nichtlinearen Blind- und Wirkwiderständen	482
Von <i>K.-H. Steiner</i>	
Beitrag zum Dynamic Plate-Load Amplifier	487
Von <i>K. Emden</i>	
Elektronenlaufzeiteffekte bei Sendetetroden für das Fernsehband IV/V	491
Von <i>W. Seiffarth</i>	
Minimale Rauschzahl des Negativwiderstand-Verstärkers mit Esaki-Dioden	499
Von <i>M. Müller</i>	
Aktive Hochfrequenzspektrometer für die ionosphärische Echolotung IV. Numerische Registrierung von Laufzeitwerten . . .	503
Von <i>E. Harnischmacher und H. Porsche</i>	
Über eine neue Verteilungsfunktion für den Fernspre- verkehr in vollkommenen Koppelanordnungen . . .	508
Von <i>H. Wagner</i>	
Ein Mehrkanal-Impuls-Verzögerungsgerät für extreme An- forderungen	515
Von <i>H. H. Maier, H. G. Hartner und E. Pfender</i>	
Buchbesprechungen	498, 514, 519
Kurze Mitteilungen	520
Berichtigung	Beilage



sucht für die **Technische Stelle**

1 Ingenieur (TH – HTL)

für die Bearbeitung von theoretischen Fra-
gen der Nachrichtentechnik und für die
Planung von Systemen, die internationalen
Empfehlungen entsprechen sollen

1 Ingenieur (TH – HTL)

für die Erstellung detaillierter technischer
Informationsunterlagen für Fernmeldean-
lagen – Aufstiegsmöglichkeit zum Grup-
penleiter! –

1 Ingenieur (TH – HTL)

für die Neuplanung und Projektierung von
Richtfunkanlagen

1 Abnahmeingenieur

mit englischen Sprachkenntnissen, für Mon-
tagen von Fernmeldeanlagen im In- und
Ausland.

Interessierte Herren bitten wir um Einreichung
ausführlicher schriftlicher Bewerbungen.

Felten & Guilleaume Fernmeldeanlagen GmbH.

Nürnberg 2, Postfach 780.

Monographien der elektrischen Nachrichtentechnik, Band III a u. III b

Herausgegeben von Prof. Dr. Dr.-Ing. E. h. R. Feldtkeller, Technische Hochschule Stuttgart

Band III a:

HOCHFREQUENZ-MESSTECHNIK

Von Prof. Dr. O. Zinke und Dipl.-Ing. H. Brunswig
Institut für Hochfrequenztechnik d. T.H. Darmstadt
XVI, 234 S. mit 258 Abb., Gr.-8°, Leinen DM 24,80

Das Buch behandelt die für Hochfrequenz geeig-
neten Meßmethoden und Geräte zur Messung von
Strom, Spannung, Leistung, Frequenz, Kurvenform,
Amplituden- und Frequenzmodulation, ferner die
Messungen des Scheinwiderstandes an Schaltele-
menten, Schwingkreisen, Leitungen und Kabeln.
Wo angängig, wurde an die Spitze jedes Kapitels
ein Abschnitt über Normale gestellt. Auch wird auf
die besonderen Meßmethoden im Bereich der
Mikrowellen eingegangen. Das Buch wird dem
Ingenieur eine Hilfe sein und den Studenten beim
Studium der Hochfrequenztechnik unterstützen.

Band III b:

HOCHFREQUENZ-MESSGERÄTE

Tabellen industrieller Meßgeräte

Von Prof. Dr. O. Zinke und Dipl.-Ing. H. Brunswig
Institut für Hochfrequenztechnik d. T.H. Darmstadt
VIII, 50 Seiten, Gr.-8°, kartoniert DM 9,60

Diese Tabellen mit ihren übersichtlichen Angaben
geben dem Studierenden und auch dem Praktiker
in Labor und Werkstatt einen instruktiven Über-
blick über die gebräuchlichen Hochfrequenz-Meß-
geräte der in- und ausländischen Industrie.
Beide Bücher, die sich ergänzen, haben eine gleich-
lautende Nummern-Einteilung, um die Benutzung
zu erleichtern.

Ausführlicher Prospekt über beide Bücher steht
zur Verfügung.

S. HIRZEL VERLAG · STUTTGART

ARCHIV

DER ELEKTRISCHEN ÜBERTRAGUNG (A.E.Ü.)

Unter Mitarbeit von H. Busch, R. Feldtkeller, E. Hölzler, K. Hoffmann, O. Kirchner, E. Kramar, A. Mehliß, W. Nestel, H. Piloty, L. Pungs, F. Schröter, W. O. Schumann, M. Seddig, A. Siemens, R. Tamm, F. Tank, R. Theile, R. Vieweg, G. Wuckel

Begründet von KARL WILLY WAGNER

Schriftleitung: J. Piesch, J. Schunack, M. Strutt, A. Thoma / Geschäftsführende Redaktion: F. Rühmann
S. HIRZEL VERLAG, Stuttgart

Band 14

November 1960

Heft 11

Zur Theorie des Reflexklystrons mit inhomogenem Bremsfeld

VON KARL-HEINZ KUPFERSCHMIDT

Mitteilung aus dem Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Hochschule Aachen

(A. E. Ü. 14 [1960], 477–481; eingegangen am 7. September 1960)

DK 621.385.623.5

Es wird das Verhalten eines Reflexklystrons mit inhomogenem Bremsfeld untersucht. Für eine angenommene Feldverteilung im Bremsraum wird der elektronische Leitwert berechnet, mit dessen Hilfe das Verhalten der Röhre vollständig beschrieben werden kann. Der Einfluß der Inhomogenität auf das Anschwingen und die abgebbare Leistung wird diskutiert. Messungen des elektronischen Leitwertes am Reflexklystron 6 BM 6 bestätigen die theoretischen Überlegungen.

The behavior of a reflex klystron with inhomogeneous retarding field is studied. For an assumed field distribution in the retarding space the electronic admittance is calculated with whose aid the performance of the tube can be completely described. The influence of the inhomogeneity on the oscillation buildup and the available power is discussed. Measurements of the electronic admittance of the reflex klystron 6 BM 6 confirm the theoretical considerations.

1. Einleitung

Einer vereinfachten Theorie des Reflexklystrons [1] liegen folgende Voraussetzungen zugrunde:

- Das Wechselfeld zwischen den beiden Gittern und das Gleichfeld im Bremsraum sollen homogen und axial gerichtet sein.
- Zwischen den Gittern und im Bremsraum werden Raumladungseffekte vernachlässigt.
- Die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Kathode sei Null.
- Jedes Elektron soll das Wechselfeld nur einmal hin und einmal zurück durchlaufen und dann vom ersten Gitter aufgefangen werden.
- Die beiden Hochfrequenzgitter sollen ideal sein, d. h. vollkommen durchlässig für Elektronen und vollkommen abschirmend für elektrische Felder.

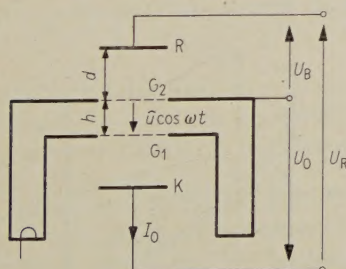


Bild 1. Prinzipskizze des Reflexklystrons;
K Kathode, G₁ erstes Gitter, G₂ zweites Gitter,
R Reflektor.

Bild 1 zeigt eine Prinzipskizze der Röhre, aus der die interessierenden elektrischen und geometrischen Größen zu entnehmen sind. Dabei ist U_0 die Beschleunigungs- oder Strahlspannung, U_R die Reflektorspannung, $U_B = U_0 + U_R$ die Spannung zwischen zweitem Gitter und Reflektor, \hat{u} die Amplitude der Wechselfeldspannung zwischen beiden Gittern, I_0 der Strahlstrom, h der Abstand zwischen beiden Gittern und d der Abstand zwischen zweitem Gitter und Reflektor.

Damit gelten für den statischen Wechselfeldlaufwinkel α und den statischen Bremsfeldlaufwinkel Θ die Beziehungen

$$\alpha = \frac{\omega h}{\sqrt{2} e/m} \frac{1}{\sqrt{U_0}}, \quad \Theta = \frac{4 \omega d}{\sqrt{2} e/m} \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + U_R}. \quad (1), (2)$$

Um die folgende Rechnung nicht zu sehr zu komplizieren, sei weiter vorausgesetzt, daß der statische Wechselfeldlaufwinkel α so klein ist, daß der Strahl-

kopplungskoeffizient $\frac{\sin \alpha/2}{\alpha/2}$ gleich eins gesetzt werden kann. Für nicht zu große Spannungsaussteuerung $\beta = \hat{u}/U_0$ errechnet sich dann der elektronische Leitwert des Reflexklystrons näherungsweise zu

$$Y_{e1} = G_{e1} + j B_{e1} = \frac{I_0}{U_0} \frac{\Theta}{2} e^{j(\frac{\pi}{2} - \Theta)} \frac{2 J_1(X)}{X} \quad (3)$$

mit

$$X = \Theta \beta/2, \quad (4)$$

wobei $J_1(X)$ die Besselsche Funktion erster Ordnung

bedeutet. Die Ableitung von Gl. (3) wird als bekannt vorausgesetzt und kann beispielsweise in [1] nachgelesen werden. Für sehr kleine X strebt $\frac{2 J_1(X)}{X}$ gegen eins. Damit ergibt sich der elektronische Leitwert für verschwindende Aussteuerung zu

$$\underline{Y}_{el0} = \frac{I_0}{U_0} \frac{\Theta}{2} e^{j(\frac{\pi}{2} - \Theta)}. \quad (5)$$

Die Ortskurve von \underline{Y}_{el0} (Parameter Θ) ist eine archimedische Spirale, da der Betrag von \underline{Y}_{el0} proportional zu seinem Winkel anwächst.

Nun sind in vielen praktischen Fällen die der einfachen Theorie zugrundeliegenden Voraussetzungen nur unzureichend erfüllt. Das gilt besonders für die Voraussetzung a) eines homogenen Bremsfeldes. Im Gegenteil wird das Bremsfeld oft bewußt inhomogen gemacht, um zu verhindern, daß ein Elektron das Wechselfeld zwischen den beiden Gittern mehr als zweimal durchläuft (Voraussetzung d). Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, wie die einfache Theorie für inhomogene Bremsfelder erweitert werden kann. Dabei zeigt es sich, daß eine Inhomogenität des Bremsfeldes nicht nur den Zusammenhang zwischen dem statischen Bremsfeldlaufwinkel Θ und den anliegenden Betriebsspannungen verändert, sondern auch die Fokussierung, d. h. die Umwandlung der Geschwindigkeitsmodulation in eine Dichtemodulation.

2. Der elektronische Leitwert im inhomogenen Fall

Im folgenden soll der elektronische Leitwert des Reflexklystrons bei inhomogenem Bremsfeld berechnet werden. Wir setzen wieder voraus, daß der Strahlkopplungskoeffizient gleich eins und die Aussteuerung β so klein ist, daß Glieder höherer Ordnung in β vernachlässigt werden können.

Bezeichnet man die Geschwindigkeit, mit der ein Elektron zur Zeit t_0 in das Wechselfeld eintritt, mit $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$, so errechnet sich seine Austrittsgeschwindigkeit v_1 zu

$$\begin{aligned} v_1 &= v_0 \sqrt{1 + \beta \cos \omega t_0} \approx \\ &\approx v_0 \left(1 + \frac{\beta}{2} \cos \omega t_0 \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Bei homogenem Bremsfeld ist die Laufzeit τ_1 eines Elektrons im Bremsfeld proportional zu seiner Eintrittsgeschwindigkeit v_1 . Im inhomogenen Fall gilt diese einfache Beziehung nicht mehr. Wir müssen vielmehr allgemein

$$\tau = f(v) \quad (7)$$

schreiben. Nun gehöre zur Geschwindigkeit v_0 die Laufzeit τ_0 . Da wegen $\beta \ll 1$ sich v_1 nur wenig von v_0 unterscheidet, werde die zur Geschwindigkeit v_1 gehörige Laufzeit τ_1 mit Hilfe einer Taylorentwicklung von Gl. (7) berechnet. Es gilt

$$\tau_1 = \tau_0 + f'(v_0) (v_1 - v_0) \quad (8)$$

$$\text{oder} \quad \frac{\tau_1}{\tau_0} = 1 + \frac{f'(v_0)}{\tau_0 v_0} \left(\frac{v_1}{v_0} - 1 \right). \quad (9)$$

Wir schreiben abkürzend

$$\gamma = \frac{f'(v_0)}{\tau_0 v_0} = \frac{d\tau/dv}{\tau/v} \Big|_{v=v_0}, \quad (10)$$

wobei γ ein Maß für die Inhomogenität des Bremsfeldes ist. Die Laufzeit τ_1 ergibt sich dann mit den Gl. (6) und (9) zu

$$\tau_1 = \tau_0 \left(1 + \frac{1}{2} \gamma \beta \cos \omega t_0 \right). \quad (11)$$

Mit dieser Laufzeit τ_1 läßt sich die Rechnung wie bei homogenem Bremsfeld weiterführen, indem überall β durch $\gamma \beta$ ersetzt wird [1]. Der elektronische Leitwert ist dann

$$\underline{Y}_{el} = \frac{I_0}{U_0} \gamma \frac{\Theta}{2} e^{j(\frac{\pi}{2} - \Theta)} \frac{2 J_1(X)}{X}, \quad (12)$$

dabei ist jetzt

$$X = \gamma \Theta \beta / 2. \quad (13)$$

Das Ergebnis stimmt mit den Angaben von J. R. PIERCE und W. G. SHEPHERD [2] überein. Mit $\gamma = 1$ ist der homogene Fall in den Gl. (12) und (13) enthalten.

3. Der Zusammenhang von Θ und γ mit den Betriebsspannungen für eine angenommene Feldverteilung

Als nächstes ist der Zusammenhang zwischen Θ und γ und den Betriebsspannungen herzuleiten. Dazu muß eine Annahme über den Verlauf der elektrischen Feldstärke im Bremsraum getroffen werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll lediglich der prinzipielle Einfluß eines inhomogenen Bremsfeldes untersucht werden. Deshalb sei vereinfachend vorausgesetzt, daß die Elektronen sich nur in der Röhrenachse bewegen (eindimensionales Problem), und daß in der Röhrenachse die elektrische Feldstärke der Beziehung

$$E(x) = E_0 e^{ax} \quad (14)$$

folgt. Diese Annahme ist willkürlich und wurde gemacht, weil sich mit ihr die auftretenden Integrale noch geschlossen lösen lassen. Für eine praktische Röhre muß die Konstante a so gewählt werden, daß Gl. (14) den wahren Feldverlauf möglichst gut annähert.

3.1. Der Fall $a > 0$

$a > 0$ bedeutet, daß die elektrische Feldstärke vom zweiten Gitter auf den Reflektor hin abnimmt. In Bild 2 ist ein Potentialverlauf für $a > 0$ skizziert.

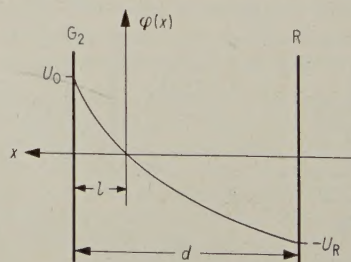


Bild 2. Potentialverlauf in der Röhrenachse; G_2 Ebene des zweiten Gitters, R Reflektorebene.

Der Nullpunkt der x -Achse wird so gewählt, daß er mit dem Umkehrpunkt der Elektronen zusammenfällt, und x wird in Richtung auf das zweite Gitter positiv gezählt. Mit Gl. (14) ergibt sich damit das Potential auf der Röhrenachse zu

$$\begin{aligned}\varphi(x) &= - \int E(x) dx + C = \\ &= - \frac{E_0}{a} e^{ax} + C.\end{aligned}\quad (15)$$

Da im Umkehrpunkt ($x = 0$) das Potential gleich dem Kathodenpotential (in unserem Fall 0 Volt) ist, gilt

$$\varphi(x) = \frac{E_0}{a} (1 - e^{ax}). \quad (16)$$

Mit den Randbedingungen $\varphi[l] = U_0$ und $\varphi[-(d-l)] = -U_R$ errechnen sich E_0 und die Entfernung l des Umkehrpunktes vom zweiten Gitter zu

$$E_0 = -a \frac{U_R + U_0 e^{-ad}}{1 - e^{-ad}} \quad (17)$$

$$\text{und} \quad l = \frac{1}{a} \ln \frac{U_R + U_0}{U_R + U_0 e^{-ad}}. \quad (18)$$

Die Geschwindigkeit eines Elektrons in positiver x -Richtung beträgt

$$v(x) = \sqrt{\frac{2e}{m} \varphi(x)}. \quad (19)$$

Um vom Umkehrpunkt ($x = 0$) an den Ort x zu gelangen, benötigt ein Elektron die Zeit

$$t(x) = \int_0^x \frac{dx}{v(x)}. \quad (20)$$

Die statische Laufzeit τ_0 eines Elektrons im Bremsraum errechnet sich damit zu

$$\tau_0 = 2 \int_0^l \frac{dx}{v(x)}. \quad (21)$$

Unter Berücksichtigung der Gl. (16) bis (19) folgt daraus nach einiger Zwischenrechnung für den statischen Bremsfeldlaufwinkel

$$\Theta = \omega \tau_0 = \frac{4 \omega d}{\sqrt{2e U_0/m}} \frac{1}{ad} z_1 \arctan z_1 \quad (22)$$

mit der Abkürzung

$$z_1 = \sqrt{\frac{1 - e^{-ad}}{(U_R/U_0) + e^{-ad}}}. \quad (23)$$

Zur Berechnung des Faktors γ nach Gl. (10) muß untersucht werden, wie sich die Laufzeit τ mit der Eintrittsgeschwindigkeit v in das Bremsfeld ändert, wobei die Spannung $U_B = U_0 + U_R$ zwischen zweitem Gitter und Reflektor konstant zu halten ist. Dabei ist es gleichgültig, ob der Geschwindigkeitszuwachs dv durch das Wechselfeld oder durch eine kleine Änderung der Beschleunigungsspannung U_0 hervorgerufen wird. Mit $U_B = U_0 + U_R$ schreiben wir Gl. (23) in der Form

$$z_1 = \sqrt{\frac{1 - e^{-ad}}{\frac{2e U_B/m}{2e U_0/m} - (1 - e^{-ad})}} \quad (24)$$

und bekommen damit aus Gl. (22) die statische Laufzeit $\tau_0 = \Theta/\omega$ als Funktion der Eintrittsgeschwindigkeit $v_0 = \sqrt{2e U_0/m}$. Wir können nun den Differentialquotienten $d\tau_0/dv_0$ bilden und erhalten aus Gl. (10) nach einiger Zwischenrechnung

$$\gamma = \frac{z_1}{\arctan z_1} + z_1^2. \quad (25)$$

3.2. Der Fall $a < 0$

$a < 0$ bedeutet, daß die elektrische Feldstärke vom zweiten Gitter auf den Reflektor hin zunimmt. Für $a < 0$ wird der Radikant in Gl. (23) negativ. Wir schreiben daher

$$z_1 = j \sqrt{\frac{e^{-ad} - 1}{(U_R/U_0) + e^{-ad}}} = j z_2. \quad (26)$$

Mit Hilfe der Beziehung $\arctan j z_2 = \operatorname{arctanh} z_2$ erhalten wir schließlich

$$\Theta = - \frac{4 \omega d}{\sqrt{2e U_0/m}} \frac{1}{ad} z_2 \operatorname{arctanh} z_2 \quad (27)$$

$$\text{und} \quad \gamma = \frac{z_2}{\operatorname{arctanh} z_2} - z_2^2. \quad (28)$$

Durch die Gl. (22), (25), (27) und (28) liegen Θ und γ als Funktion der Betriebsspannungen fest. Die Inhomogenität des Bremsfeldes wird dabei durch die Größe a beschrieben.

4. Auswertung und Diskussion

In der Praxis interessiert meist die Ortskurve, die der elektronische Leitwert in Abhängigkeit von der Reflektorspannung U_R durchläuft, wenn ω , β , I_0 und U_0 konstant gehalten werden. Wir normieren den elektronischen Leitwert auf den sogenannten Strahlleitwert

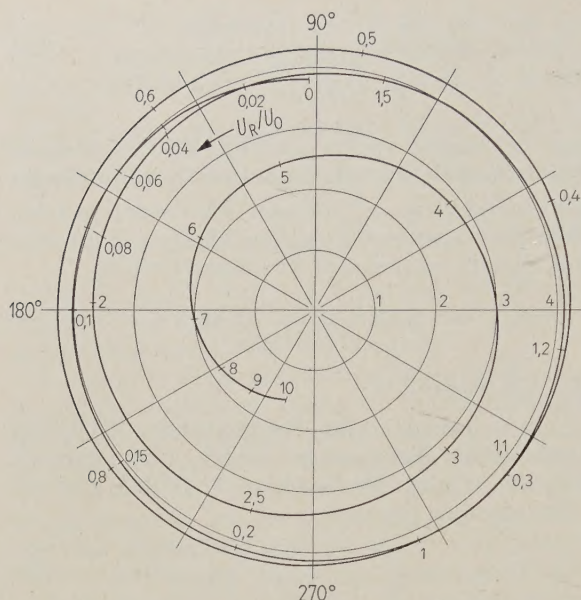
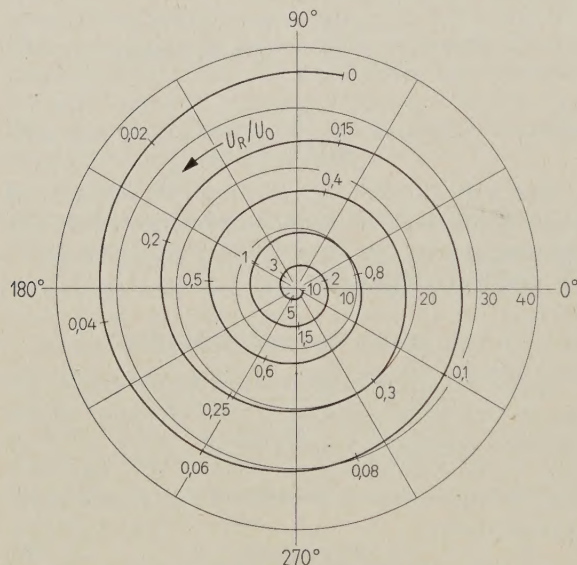
$$G_0 = I_0/U_0 \quad (29)$$

und die Reflektorspannung U_R auf die Strahlspannung U_0 . Ferner setzen wir

$$\frac{4 \omega d}{\sqrt{2e U_0/m}} = \Theta_{\max}, \quad (30)$$

wobei Θ_{\max} nach Gl. (2) der größtmögliche Laufwinkel ist, der sich im homogenen Fall mit $U_R = 0$ erreichen läßt. In den Bildern 3 und 4 sind für $e^{ad} = 0,5$ und 2 und verschwindende Aussteuerung die Ortskurven Y_{e10}/G_0 mit U_R/U_0 als Parameter dargestellt. Bild 5 zeigt zum Vergleich die Ortskurve für den homogenen Fall mit $e^{ad} = 1$.

Um die durch ein inhomogenes Bremsfeld hervorgerufenen Abweichungen vom homogenen Fall besser studieren zu können, ist in Bild 6 über Θ/Θ_{\max} die dem Betrag des elektronischen Leitwertes proportionale Größe $\gamma \Theta/\Theta_{\max}$ für verschiedene e^{ad} aufgetragen. Im homogenen Fall ist die Ortskurve des

Bild 3. Ortskurve des elektronischen Leitwertes \underline{Y}_{e10}/G_0 für $e^{ad} = 0,5$; $\Theta_{\max} = 28$.Bild 4. Ortskurve des elektronischen Leitwertes \underline{Y}_{e10}/G_0 für $e^{ad} = 2$; $\Theta_{\max} = 28$.

elektronischen Leitwertes eine archimedische Spirale, d. h. der Betrag ist proportional zum Winkel. Diesem Fall entspricht in Bild 6 die Gerade mit dem Parameter $e^{ad} = 1$. Im inhomogenen Fall ergeben sich von der Geraden abweichende Kurven. Für $a > 0$ wächst der Betrag des elektronischen Leitwertes stärker als proportional zum Winkel. Für $a < 0$ ist es gerade umgekehrt. Für $e^{ad} = 0,5$ durchläuft $\gamma\Theta/\Theta_{\max}$ ein Maximum und nimmt dann wieder ab. Wie sich zeigen läßt, tritt ein solches Maximum dann auf, wenn $e^{ad} < 0,61$ ist.

Mit den bisherigen Ergebnissen können wir nun eine Aussage über die abgebbare Leistung oder den Wirkungsgrad und das Anschwingen eines Reflexklystrons mit inhomogenem Bremsfeld machen. Im eingeschwungenen Zustand muß der elektronische

Leitwert entgegengesetzt gleich dem gesamten Lastleitwert sein. Daraus folgt mit Gl. (12) für die erzeugte Hochfrequenzleistung

$$P = -\frac{1}{2} \dot{u}^2 G_{el} =$$

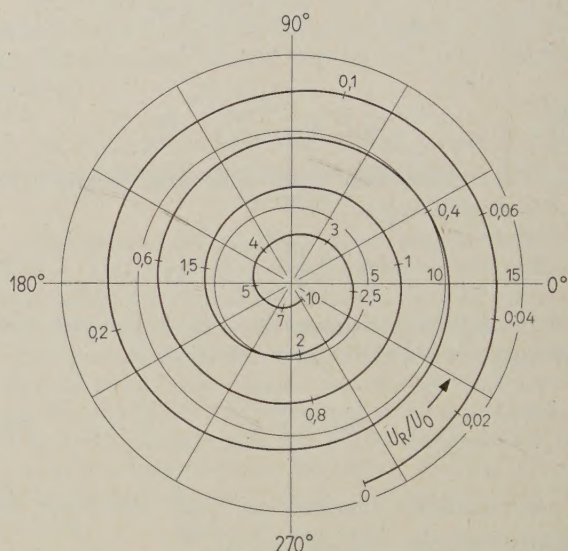
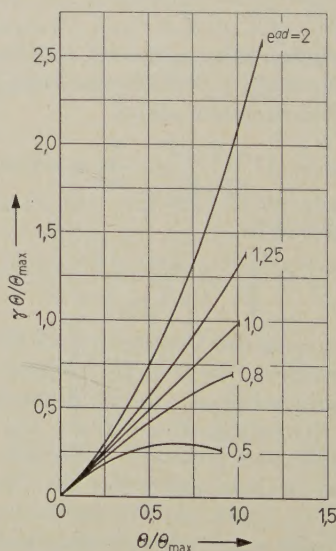
$$= -\frac{1}{2} \dot{u}^2 \frac{I_0}{U_0} \gamma \frac{\Theta}{2} \frac{2 J_1(X)}{X} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \Theta\right) = \quad (31)$$

$$= -I_0 U_0 \frac{2 X J_1(X)}{\gamma \Theta} \sin \Theta$$

und für den Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{P}{U_0 I_0} = -\frac{2 X J_1(X)}{\gamma \Theta} \sin \Theta, \quad (32)$$

wobei X durch Gl. (13) gegeben ist. In Bild 7 ist für $e^{ad} = 0,5$; 1 (homogener Fall) und 2 der Wirkungsgrad η über der Aussteuerung β aufgetragen. Die Röhre arbeitet dabei mit $\Theta = 11\pi/2$ in ihrem dritten

Bild 5. Ortskurve des elektronischen Leitwertes \underline{Y}_{e10}/G_0 für $e^{ad} = 1$ (homogener Fall); $\Theta_{\max} = 28$.Bild 6. $\gamma\Theta/\Theta_{\max}$ als Funktion von Θ/Θ_{\max} für verschiedene e^{ad} .

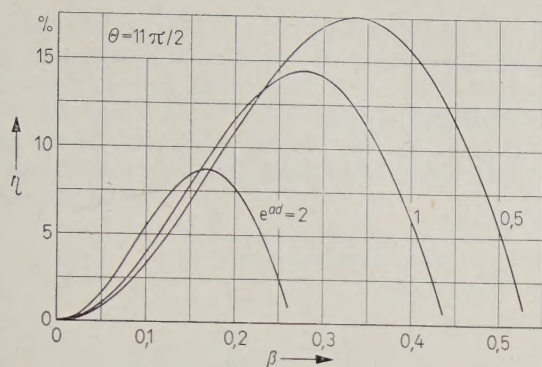


Bild 7. Der Wirkungsgrad des Reflexklystrons im dritten Schwingbereich für verschiedene e^{ad} ; $\Theta = 11\pi/2$.

Schwingbereich. Das Maximum des Wirkungsgrades ist für $a < 0$ ($a > 0$) größer (kleiner) als im homogenen Fall und tritt bei einer größeren (kleineren) Aussteuerung auf.

Das Anschwingen der Röhre beschreiben wir durch den sogenannten Anschwingwert A , der folgendermaßen definiert ist [3]

$$A = \lim_{\beta \rightarrow 0} \frac{\beta^2}{2\eta}. \quad (33)$$

Mit Hilfe von A errechnet sich der Anschwingstrom I_{0A} zu

$$I_{0A} = A U_0 G, \quad (34)$$

wobei der Wirkleitwert G die Resonatorverluste und die äußere Last repräsentiert. Mit den Gl. (13), (32) und (33) ergibt sich

$$A = -\frac{2}{\gamma \Theta \sin \Theta}. \quad (35)$$

Für einen vorgegebenen Bremsfeldlaufwinkel Θ ist A also größer oder kleiner als im homogenen Fall, je nachdem a kleiner oder größer als Null ist. Denn nach den Gl. (25) und (28) ist γ größer oder kleiner als eins, je nachdem ob a größer oder kleiner als Null ist. Beispielsweise nimmt A im 3. Schwingbereich für $e^{ad} = 0,5$; 1 und 2 die Werte 0,234; 0,115 und 0,07 an.

Zusammenfassend können wir also sagen, daß sich ein inhomogenes Bremsfeld mit $a < 0$ auf die abgebbare Leistung günstig, auf das Anschwingen jedoch ungünstig auswirkt. Für $a > 0$ ist es gerade umgekehrt.

5. Experimentelle Ergebnisse

An einem Reflexklystron 6BM6 der Sylvania Electric Products Inc. wurde nach einem in [4] beschriebenen Meßverfahren die Ortskurve des elektronischen Leitwertes für verschwindende Aussteuerung gemessen. Die Meßfrequenz betrug 1445 MHz und die Beschleunigungsspannung 300 V. Um Raumladungseinflüsse möglichst zu eliminieren wurde mit einem kleinen Strahlstrom von 3 mA gearbeitet. Bild 8 zeigt die gemessene Ortskurve, die nach der Reflektorspannung U_R parametrisiert ist.

Bei dieser Röhre wird der Reflektor durch eine glockenförmige Elektrode gebildet, wie es in Bild 9 skizziert ist. Daher ist das Bremsfeld inhomogen, und zwar nimmt die elektrische Feldstärke vom zweiten Gitter auf den Reflektor hin ab. Nach unse-

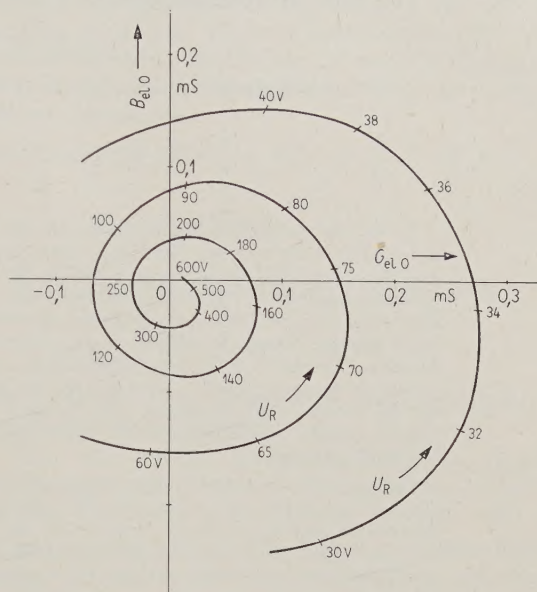


Bild 8. Gemessene Ortskurve des elektronischen Leitwertes Y_{el0} für das Reflexklystron 6BM6; $U_0 = 300$ V, $I_0 = 3$ mA, $f = 1445$ MHz.

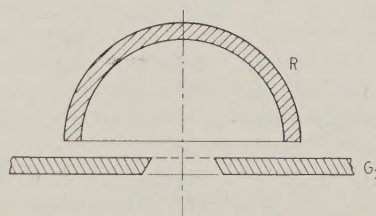


Bild 9. Geometrie des Bremsraumes bei dem Reflexklystron 6BM6; G_2 zweites Gitter, R Reflektor.

ren theoretischen Überlegungen entspricht das dem Fall $a > 0$ und damit einem elektronischen Leitwert, dessen Betrag stärker als proportional zu seinem Winkel anwächst. Diese Tatsache kommt auch in der gemessenen Kurve deutlich zum Ausdruck. Der Abstand zwischen zwei Schnittpunkten der Ortskurve mit der reellen Achse wird mit wachsendem Θ (kleiner werdender Reflektorspannung) größer. Die Messung kann demnach als eine Bestätigung der theoretischen Überlegungen gewertet werden.

Schrifttum

- [1] PIERCE, J. R. und SHEPHERD, W. G., Reflex oscillators. Bell Syst. tech. J. **26** [1947], 639–643.
- [2] wie [1], S. 480–482 und Appendix VI.
- [3] DÖRING, H., Zur Theorie geschwindigkeitsgesteuerter Laufzeitröhren III. A. E. Ü. **4** [1950], 147–153.
- [4] KUPFERSCHMIDT, K. H., Messung elektronischer Leitwertes bei cm-Wellen. Dissertation Technische Hochschule Aachen 1960.

Über parametrische Schaltungen mit nichtlinearen Blind- und Wirkwiderständen

Von KARL-HEINZ STEINER

Mitteilung aus dem Institut für Fernmelde- und Hochfrequenztechnik
der Technischen Hochschule Braunschweig

(A.E.U. 14 [1960], 482–486; eingegangen am 20. Juli 1960)

DK 621.375.9

Es werden einige Ergebnisse mitgeteilt, die aus Untersuchungen über die Abhängigkeit der Anfachungswirkung von der Kennlinienform des nichtlinearen Elementes in parametrischen Schaltungen folgen. Die Betrachtungen gelten für nichtlineare Blind- und Wirkwiderstände. Das Berechnungsverfahren wird kurz erläutert und es werden Ersatzschaltbilder für den nichtlinearen Blind- und Wirkwiderstand angegeben zur weiteren Durchrechnung parametrischer Schaltungen. Die Nutzspannungen der einzelnen parametrischen Schaltungen (Verstärker, Aufwärts-Umsetzer, Abwärts-Umsetzer) mit nichtlinearen Blind- und Wirkwiderständen sind zum Vergleich in Tabellenform zusammengestellt. Als wesentliches Merkmal zeigt sich hierbei die Schwingfähigkeit auch mit der oberen Seitenfrequenz beim Einsatz von nichtlinearen Wirkwiderständen. Eine weitere Tabelle enthält zum Vergleich die Leistungsgleichungen für die beiden genannten nichtlinearen Widerstandstypen.

The paper reports about some results of research into the dependence of the oscillation buildup effect on the shape of the characteristic of the nonlinear element in parametric circuits. The considerations hold for nonlinear reactances and resistances. The calculating method is briefly outlined and equivalent circuits for the nonlinear reactance and resistance are devised for further calculations on parametric circuits. For comparison, tables show the useful voltages of the various parametric circuits (amplifiers, up-converters, down-converters) with nonlinear reactances and resistances. As an essential feature it turns out that oscillation is possible also at the upper side frequency, if nonlinear resistance is employed. Another table includes for comparison the power equations for the aforementioned types of nonlinear impedance.

1. Einleitung

Der parametrische Verstärker ist in den letzten Jahren Gegenstand umfangreicher theoretischer und experimenteller Untersuchungen gewesen (ein ausführliches Literaturverzeichnis enthält die Arbeit [1]). Abgesehen von speziellen Ausführungsformen, wie z. B. Verstärker mit gesteuertem Elektronenstrahl oder gyromagnetische Verstärker, galt wohl das Hauptinteresse Verstärkern mit einer spannungsabhängigen Kapazität, dargestellt durch eine im Sperrbereich betriebene Halbleiterdiode. Für den Einsatz in parametrischen Schaltungen (Verstärker, Aufwärts-Umsetzer (Up-Converter), Abwärts-Umsetzer (Down-Converter)) sind aber nicht nur nichtlineare Blindwiderstände geeignet, sondern auch nichtlineare Wirkwiderstände¹. Durch die Entwicklung der Tunneldiode [2] ist die Möglichkeit gegeben, parametrische Schaltungen mit Wirkwiderständen bis in das UHF-Gebiet zu realisieren.

In dieser Arbeit werden einige Ergebnisse mitgeteilt, die aus Untersuchungen über die Abhängigkeit der Anfachungswirkung von der Art der Kennlinienform des nichtlinearen Elementes in parametrischen Schaltungen resultieren. Die theoretischen Betrachtungen gelten für nichtlineare Blind- und Wirkwiderstände. Das Hauptinteresse der Untersuchungen galt, wie schon erwähnt, der Anfachungswirkung.

Das Rauschverhalten nichtlinearer Wirkwiderstände in parametrischen Schaltungen wurde noch nicht untersucht.

2. Das Rechenverfahren und die Ersatzschaltbilder der nichtlinearen Elemente

Für die Untersuchungen der Abhängigkeit der Anfachungswirkung von der Art der Kennlinienform wurde eine Potenzreihe zur Kennliniendarstellung im Arbeitspunkt gewählt. Die aus der Literatur bekannten wesentlichsten Rechenverfahren beruhen entweder auf der vereinfachenden Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen der Größe der Reaktanz und der unabhängig veränderlichen [3]–[6], oder aber es wurde die von der Pumpgröße durchgesteuerte Reaktanzfunktion in eine Fourierreihe entwickelt [7]–[11], ein Verfahren, das aber für die obengenannten Ziele der Untersuchungen wenig geeignet schien.

Für einen nichtlinearen Wirkwiderstand wird die Strom-Spannungsfunktion

$$i(u) = \pm A_1 u \pm A_2 u^2 \pm A_3 u^3 \pm \dots \quad (1)$$

angesetzt, für eine nichtlineare Kapazität die Ladungs-Spannungsfunktion

$$Q(u) = B_1 u \pm B_2 u^2 \pm B_3 u^3 \pm \dots \quad (2)$$

Die Ergebnisse für eine nichtlineare Induktivität folgen einfach aus der dualen Umwandlung der nach Gl. (2) gewonnenen Resultate. Wie später gezeigt wird, ist für den Einsatz von Wirkwiderständen in

¹ Ein von Strom oder Spannung abhängiger Widerstand ist ein nichtlinearer Widerstand, auch wenn die Widerstandsabhängigkeit eine lineare ist.

parametrischen Schaltungen eine im Aussteuerungsbereich zum Teil fallende Strom-Spannungskennlinie erforderlich. Der Ansatz nach Gl. (1) gilt daher für Zweipole vom „Dynatrontyp“. Die Ergebnisse für einen Zweipol vom „Lichtbogentyp“ folgen dann wieder aus der dualen Umwandlung der Ergebnisse nach Gl. (1).

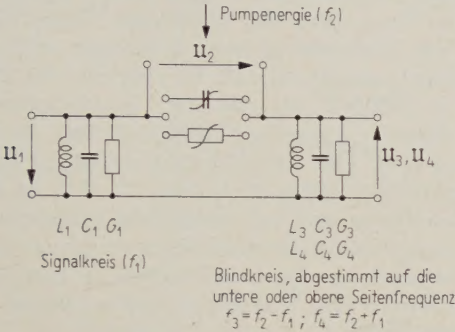


Bild 1. Grundsätzliche parametrische Schaltung mit Parallelkreisen.

Bild 1 zeigt die bekannte grundsätzliche parametrische Schaltung mit Parallelresonanzkreisen. Die Schaltung kann je nach Zu- und Abführung der Energien der einzelnen Frequenzen einen Verstärker, einen Aufwärts-Umsetzer oder einen Abwärts-Umsetzer darstellen. Die Bezeichnungen der einzelnen Kreise sowie der zugehörigen Schaltelemente, Frequenzen und Spannungen wurden aus [12] übernommen und sind in Bild 4a–c enthalten.

Die Parallelresonanzkreise sollen im idealen Fall alle Spannungen am nichtlinearen Element außer denen der erwünschten Frequenzen kurzschließen.

Allgemein sind also Spannungen von vier Frequenzen am nichtlinearen Element wirksam nach

$$u = \hat{U}_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + \hat{U}_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2) + \hat{U}_3 \cos(\omega_3 t + \varphi_3) + \hat{U}_4 \cos(\omega_4 t + \varphi_4). \quad (3)$$

Eine Durchrechnung des Mischvorganges nach Einsetzen von Gl. (3) in die Gl. (1) bzw. (2) ermöglicht die Angabe eines Ersatzschaltbildes für das nichtlineare Element mit nach Frequenzen getrennten Ersatzleitwerten, wie in den Bildern 2 und 3 dargestellt. Diese Trennung erlaubt nun eine Weiterrechnung mit den bekannten Gesetzen der

Wechselstromrechnung für jede Art der parametrischen Schaltungen. In den Größen A' , A'' bzw. B' und B'' (vgl. die Bilder 2 und 3) sind die Koeffizienten der Kennlinien A_α bzw. B_β enthalten (Gl. (1) und (2)), ferner Koeffizienten, die aus dem Mischvorgang resultieren. Als Beispiel seien hier die Größen A' und A'' für eine Kennlinie bis zur 8. Potenz angegeben; die Größen B' und B'' folgen aus den Gl. (4) und (5) durch Vertauschen von A gegen B :

$$A' = \pm A_1 \pm 3 \cdot \frac{1}{2} A_3 \hat{U}_2^2 \pm 5 \cdot \frac{3}{8} A_5 \hat{U}_2^4 \pm 7 \cdot \frac{5}{16} A_7 \hat{U}_2^6 \pm \dots, \quad (4)$$

$$A'' = \pm A_2 \pm 3 \cdot \frac{1}{2} A_4 \hat{U}_2^2 \pm 5 \cdot \frac{3}{8} A_6 \hat{U}_2^4 \pm 7 \cdot \frac{5}{16} A_8 \hat{U}_2^6 \pm \dots. \quad (5)$$

Einzelheiten dieser Ergebnisse sind einer späteren Veröffentlichung vorbehalten.

Um bei diesem Rechnungsverfahren Ersatzschaltungen mit linearen Elementen zu erhalten, mußte auch hier vorausgesetzt werden, daß die Pumpspannung $\hat{U}_2 \gg \hat{U}_1, \hat{U}_3, \hat{U}_4$ ist, eine Forderung, die zumindest bei Schaltungen mit nichtlinearen Reaktanzen immer erfüllt sein dürfte (abgesehen vom Fall der Selbsterregung).

Unter den obigen Voraussetzungen ist ein wesentliches Ergebnis der Untersuchungen folgendes:

Für den parametrischen Effekt (Erzeugung eines entdämpfenden oder dämpfenden Leitwertes) sind nur die geradzahigen Potenzen der Gl. (1) bzw. (2) maßgeblich, während die ungeradzahigen im Fall der Gl. (1) auf von der Pumpspannung abhängige Wirkleitwerte, bei Gl. (2) auf von der Pumpspannung abhängige kapazitive Blindleitwerte führen [13], [14]. In den Ersatzschaltbildern (Bilder 2 und 3) sind die Leitwerte nach dieser Aussage getrennt dargestellt, so daß in den Größen A' und B' die Koeffizienten der ungeradzahigen Potenzen der Gl. (1) bzw. (2) enthalten sind, in A'' und B'' die der geradzahigen Potenzen. Ist eine Kennlinie im Arbeitspunkt nur aus geradzahigen Potenzen aufgebaut (gerade Funktion), so ist mit einem Element dieser Kennlinie in parametrischer Schaltung ein dämpfender oder entdämpfender

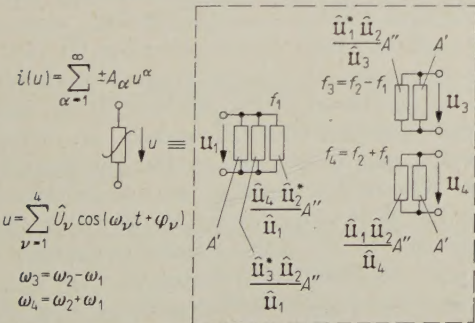


Bild 2. Nach Frequenzen getrennte Ersatzschaltung für einen nichtlinearen Wirkwiderstand, an dem Spannungen von vier Frequenzen wirken.

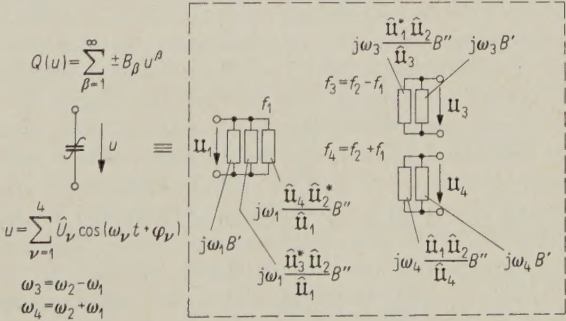


Bild 3. Nach Frequenzen getrennte Ersatzschaltung für eine nichtlineare Kapazität.

fender Leitwert zu erzeugen ohne die störenden Nebenerscheinungen einer von der Pumpspannung abhängigen Verstimmung oder zusätzlichen Dämpfung. Ein Element mit einer Kennlinie aus nur ungeradzahigen Potenzen im Arbeitspunkt (ungerade Funktion) ist für den Einsatz in parametrischen Schaltungen völlig ungeeignet, weil damit nur von der Pumpspannung abhängige Verstimmungen oder Dämpfungen zu erreichen sind.

3. Spezielle parametrische Schaltungen

Bild 4 zeigt die grundsätzlichen Schaltungen des Verstärkers (a), des Abwärts-Umsetzers (b) und des Aufwärts-Umsetzers (c).

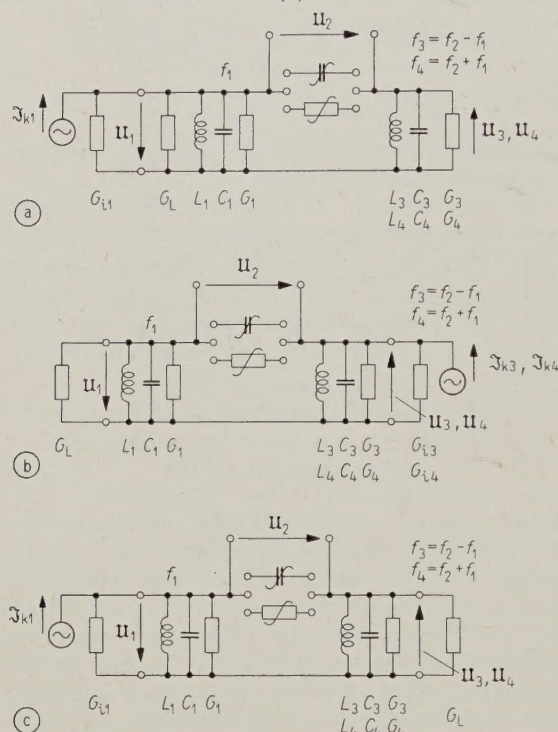


Bild 4. (a) Schaltung des Verstärkers,
(b) Schaltung des Abwärts-Umsetzers,
(c) Schaltung des Aufwärts-Umsetzers.

Die Ausdrücke der für die einzelnen Schaltungen interessierenden Nutzspannungen in Abhängigkeit von der am nichtlinearen Element wirksamen Pumpspannung, der Daten des nichtlinearen Elementes und der Schaltungsgrößen sind in Tabelle I zusammengestellt. Die Rechnungen wurden mit Hilfe der Ersatzschaltbilder (Bilder 2 und 3) durchgeführt für Resonanz aller Kreise. Die Ergebnisse für Blind- und Wirkwiderstände sind ähnlich, nur mit dem Unterschied, daß im Fall der oberen Seitenfrequenz $f_4 = f_2 + f_1$ bei Blindwiderständen im Nenner ein positives Vorzeichen auftritt, bei Wirkwiderständen in allen Fällen ein negatives. Daß bei Reaktanzen nur die untere Seitenfrequenz $f_3 = f_2 - f_1$ zur Entdämpfung führt, ist seit langem bekannt. Bei Wirkwiderständen kann aber auch mit der oberen Seitenfrequenz ein negativer Leitwert erzeugt werden. Eine Entdämpfung im Sinne

einer Verstärkung ist aber nur dann möglich, wenn

$$A'' \hat{U}_2 > A' \quad (17)$$

zu machen ist, d. h., der durch den Mischvorgang erzeugte negative Leitwert muß größer sein als der positive Diodenleitwert. Bei nichtlinearen Kapazitäten entfällt diese Forderung, da hierbei die dem positiven Diodenleitwert äquivalente Größe eine von der Pumpspannung abhängige Kapazität ist, die in die Abstimmung mit einbezogen wird. (vgl. die Bilder 2 und 3). Gl. (17) ist aber nur von Kennlinien zu erfüllen, die einen im Aussteuerungsbereich teilweise negativen differentiellen Leitwert besitzen [14]. Der Arbeitspunkt selbst ist zweckmäßig in den stabilen Kennlinienbereich zu legen. Bei Kennlinien mit nur positivem differentiellen Leitwert ist durch die Anfachungswirkung nur ein Teil des positiven Diodenleitwertes zu kompensieren, es ist nie eine Überkompensation dieses Leitwertes möglich.

CHANG u. a. berichten in [15] über einen Down-Converter mit Wirkwiderständen bei Ausnutzung der unteren Seitenfrequenz. Ihre Berechnungen gehen von einem einfachen quadratischen $i(u)$ -Zusammenhang aus. Die von ihnen angegebene Gl. (5) ([15], S. 855) ist identisch mit der aus Gl. (7) (in Tabelle I) zu berechnenden Leistungsverstärkung.

In Tabelle I wurde auch der Ausdruck für die Nutzspannung eines Verstärkers mit Wirkwiderständen aufgenommen. Praktisch dürfte diese Schaltung aber nur von geringem Interesse sein, da im Fall des Verstärkers die fallende Kennlinie ja direkt ausgenutzt werden kann, ohne daß eine zusätzliche Pumpspannungsquelle erforderlich ist [16]. Die Gl. (10) und (11) wurden aber der Vollständigkeit halber mit aufgeführt.

4. Leistungsbetrachtungen am nichtlinearen Element

Wie bei Reaktanzen können auch bei Wirkwiderständen Untersuchungen über den Leistungsumsatz am nichtlinearen Element durchgeführt werden. In Tabelle II sind die für eine Reaktanz geltenden Leistungsgleichungen nach MANLEY und ROWE [7] in der Schreibweise nach [12] zusammengestellt. Außerdem enthält Tabelle II die Leistungsgleichungen für einen nichtlinearen Wirkwiderstand, dessen Strom-Spannungskennlinie nur aus geradzahigen Potenzen aufgebaut ist.

Der hauptsächliche Unterschied der Gl. (18) und (19) — abgesehen von deren Frequenzunabhängigkeit — gegenüber den Gl. (20) bis (22) ist, daß bei Wirkwiderständen alle Leistungen ein negatives Vorzeichen zeigen, d. h. es werden alle Kreise entdämpft. Wesentlich beteiligt am Gesamtleistungsumsatz bei Wirkwiderständen ist die Gleichstromleistung, die in den obigen Zusammenhängen aber nicht mit enthalten ist. Aus den Gl. (18) und (19) ist wegen des negativen Vorzeichens von P_2 zu folgern, daß durch Wahl des Arbeitspunktes in der Nähe der horizontalen Tangente der $i(u)$ -Funktion und durch geeignete Dimensionierung des Pump-

Zusammenstellung der Nutzsparnungen parametrischer Schaltungen mit nichtlinearen Wirk- und Blindwiderständen.

	nichtlinearer Wirkwiderstand (Dynatron- typ)	nichtlinearer Blindwiderstand (Kapazität)
Abwärts-Umsetzer obere Seitenfrequenz	$u_1 = -A'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k4} \cdot \frac{1}{(G_{i4} + G_4 + A') (G_L + G_1 + A')} \cdot \frac{1}{1 - \frac{A''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i4} + G_4 + A') (G_L + G_1 + A')}} \quad (6)$	$u_1 = -j \omega_1 B'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k4} \frac{1}{(G_{i4} + G_4) (G_L + G_1)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\omega_1 \omega_4 B''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i4} + G_4) (G_L + G_1)}} \quad (12)$
untere Seitenfrequenz	$u_1 = -A'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k3} \cdot \frac{1}{(G_{i3} + G_3 + A') (G_L + G_1 + A')} \cdot \frac{1}{1 - \frac{A''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i3} + G_3 + A') (G_L + G_1 + A')}} \quad (7)$	$u_1 = -j \omega_1 B'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k3} \frac{1}{(G_{i3} + G_3) (G_L + G_1)} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega_1 \omega_3 B''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i3} + G_3) (G_L + G_1)}} \quad (13)$
Aufwärts-Umsetzer obere Seitenfrequenz	$u_4 = -A'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k1} \cdot \frac{1}{(G_{i1} + G_1 + A') (G_L + G_4 + A')} \cdot \frac{1}{1 - \frac{A''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i1} + G_1 + A') (G_L + G_4 + A')}} \quad (8)$	$u_4 = -j \omega_4 B'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k1} \frac{1}{(G_{i1} + G_1) (G_L + G_4)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\omega_1 \omega_4 B''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i1} + G_1) (G_L + G_4)}} \quad (14)$
untere Seitenfrequenz	$u_3 = -A'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k1} \cdot \frac{1}{(G_{i1} + G_1 + A') (G_L + G_3 + A')} \cdot \frac{1}{1 - \frac{A''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i1} + G_1 + A') (G_L + G_3 + A')}} \quad (9)$	$u_3 = -j \omega_3 B'' \hat{u}_2^* \mathfrak{Z}_{k1} \frac{1}{(G_{i1} + G_1) (G_L + G_3)} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega_1 \omega_3 B''^2 \hat{U}_2^2}{(G_{i1} + G_1) (G_L + G_3)}} \quad (15)$
Verstärker	$u_1 = \frac{\mathfrak{Z}_{k1}}{(G_{i1} + G_1 + G_L + A') - A''^2 \hat{U}_2^2 \frac{1}{G_4 + A'}} \quad (10)$ $u_1 = \frac{\mathfrak{Z}_{k1}}{(G_{i1} + G_1 + G_L + A') - A''^2 \hat{U}_2^2 \frac{1}{G_3 + A'}} \quad (11)$ (obere Seitenfrequenz) (untere Seitenfrequenz)	$u_1 = \frac{\mathfrak{Z}_{k1}}{(G_{i1} + G_1 + G_L) - \omega_1 \omega_3 B''^2 \hat{U}_2^2 \frac{1}{G_3}} \quad (16)$ (obere Seitenfrequenz) (untere Seitenfrequenz)

* Die Frakturbuchstaben mit einem Dach stellen Spitzenwerte mit Phasenlage dar. — Wenn die Generatorkurzschlußströme in Effektivwerten eingeführt werden, ergeben sich die Nutzsparnungen ebenfalls als Effektivwerte.

Tabelle II. Leistungsgleichungen für nichtlineare Wirk- und Blindwiderstände.

		nichtlinearer Wirkwiderstand *	nichtlinearer Blindwiderstand
obere Seitenfrequenz	Abwärts-Umsetzer Aufwärts-Umsetzer Verstärker	$-P_1 = -P_2 = -P_4 \quad (18)$	$\left. \begin{aligned} -\frac{P_1}{\omega_1} &= -\frac{P_2}{\omega_2} = +\frac{P_4}{\omega_4} \quad (20) \\ +\frac{P_1}{\omega_1} &= +\frac{P_2}{\omega_2} = -\frac{P_4}{\omega_4} \quad (21) \end{aligned} \right\}$
untere Seitenfrequenz	Abwärts-Umsetzer Aufwärts-Umsetzer Verstärker	$-P_1 = -P_2 = -P_3 \quad (19)$	$\left. \begin{aligned} -\frac{P_1}{\omega_1} &= +\frac{P_2}{\omega_2} = -\frac{P_3}{\omega_3} \quad (22) \end{aligned} \right\}$

* $i(u)$ -Kennlinie nur aus geradzahlgigen Potenzen aufgebaut.

kreises mit sehr kleinen Pumpleistungen gearbeitet werden kann, was durchaus als Vorteil gegenüber Anordnungen mit Reaktanzen anzusehen ist. Die Wahl des Arbeitspunktes in der Nähe der horizontalen Tangente bedeutet, daß dann die Kennlinie durch eine gerade Funktion angenähert werden kann, wodurch die Voraussetzung für die Gültigkeit der Gl. (18) und (19) erfüllt ist.

5. Einige Meßergebnisse

Zur Überprüfung der Ergebnisse für nichtlineare Wirkwiderstände wurde zunächst mit einer als Dynatron geschalteten Elektronenröhre experimentiert [14], die später durch eine Tunnelodiode TD 108 (RCA) ersetzt wurde.

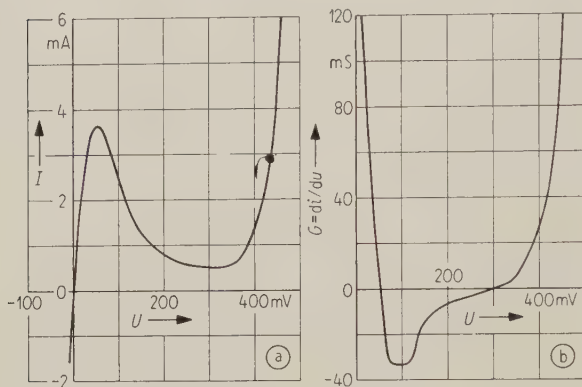


Bild 5. (a) Kennlinie und
(b) differentieller Leitwert der Tunnelodiode TD 108 (RCA).

Bild 5a, b zeigt die Kennlinie und den differentiellen Leitwert der Tunnelodiode, Bild 6 die an einem Abwärts-Umsetzer gemessenen Nutzspannungen in Abhängigkeit von der Pumpspannung bei drei verschiedenen Arbeitspunkten. Aus Bild 6 ist zu sehen, daß die untere und auch die obere Seitenfrequenz entdämpfend wirken. Der Arbeitspunkt wurde bewußt im Bereich des zweiten Extremwertes gewählt, da hier ein größerer Bereich eines kleinen differentiellen Leitwertes existiert. Es war notwendig, da die Tunnelodiode direkt in Reihe mit Parallelresonanzkreisen geschaltet wurde und zunächst auf eine Transformation des sonst recht hohen Diodenleitwertes verzichtet wurde.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Fernmelde- und Hochfrequenztechnik der Technischen Hochschule Braunschweig durchgeführt. Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. L. PUNGS danke ich für die Anregungen und die stete Förderung dieser Arbeit.

Weiterhin möchte ich Herrn Dr.-Ing. R. ELSNER meinen Dank sagen für viele weiterleitende Diskussionen.

Mein Dank gilt auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung der zur Durch-

führung der Arbeit erforderlichen Mittel und auch der Standard Elektrik Lorenz AG. für die Überlassung von Experimentiermaterial.

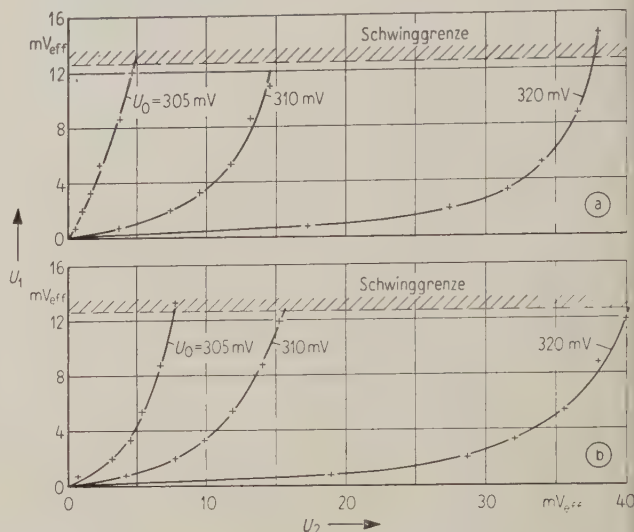


Bild 6. Nutzspannungen eines Abwärts-Umsetzers mit einer Tunnelodiode TD 108 (RCA); $U_1 = f(U_2)$ für $U_0 = \text{const}$, $G_L = 0$ und $I_{k3}, I_{k4} = 1 \mu\text{A}_{\text{eff}}$;
(a) untere Seitenfrequenz, $f_1 = 100 \text{ kHz}$, $f_2 = 650 \text{ kHz}$, $f_3 = 550 \text{ kHz}$,
(b) obere Seitenfrequenz, $f_1 = 100 \text{ kHz}$, $f_2 = 450 \text{ kHz}$, $f_4 = 550 \text{ kHz}$.

Schrifttum

- [1] MUMFORD, W. W., Some notes on the history of parametric transducers. Proc. Inst. Radio Engrs. **48** [1960], 848–853.
- [2] KESEL, G., OTTMANN, A. und TOUSSAINT, H. N., Germanium-Tunnelioden für das Hochfrequenzgebiet. Nachrichtentech. Z. **13** [1960], 191–195.
- [3] HARTLEY, R. V. L., Oscillations in systems with nonlinear reactance. Bell Syst. tech. J. **15** [1936], 424–440.
- [4] VAN DER ZIEL, A., On the mixing properties of nonlinear condensers. J. appl. Phys. **19** [1948], 999–1006.
- [5] BLOOM, S. und CHANG, K. K. N., Theory of parametric amplification using non-linear reactances. RCA Rev. **18** [1957], 578–593.
- [6] HEFFNER, H. und WADE, G., Gain, band-width, and noise characteristics of the variable-parameter amplifier. J. appl. Phys. **29** [1958], 1321–1331.
- [7] MANLEY, J. M. und ROWE, H. E., Some general properties of non-linear elements — Part I: General energy relations. Proc. Inst. Radio Engrs. **44** [1956], 904–913.
- [8] ROWE, H. E., Some general properties of non-linear elements — Part II: Small signal theory. Proc. Inst. Radio Engrs. **46** [1958], 850–860.
- [9] PANTELL, R. H., General power relationships for positive and negative non-linear resistive elements. Proc. Inst. Radio Engrs. **46** [1958], 1910–1913.
- [10] UHLIR, A., jr., The potential of semiconductor diodes in high-frequency communications. Proc. Inst. Radio Engrs. **46** [1958], 1099–1115.
- [11] DAHLKE, W., MAURER, R. und SCHUBERT, J., Theorie des Dioden-Reaktanzverstärkers mit Parallelkreisen. A.E.U. **13** [1959], 321–340.
- [12] ELSNER, R., PUNGS, L. und STEINER, K.-H., Der parametrische Verstärker. Frequenz **14** [1960], 59–67.
- [13] STEINER, K.-H., Untersuchungen an parametrischen Anordnungen. Unveröffentlichter Bericht vom 20. 11. 1959 (Institut für Fernmelde- und Hochfrequenztechnik der T. H. Braunschweig).
- [14] STEINER, K.-H., Verwendung von nichtlinearen Wirkwiderständen anstelle von Reaktanzen in parametrischen Schaltungen. Unveröffentlichter Bericht vom 1. 4. 1960 (Institut für Fernmelde- und Hochfrequenztechnik der T. H. Braunschweig).
- [15] CHANG, K. K. N., HEILMEIER, G. H. und PRAGER, H. J., Low noise tunnel-diode down converter having conversion gain. Proc. Inst. Radio Engrs. **48** [1960], 854–858.
- [16] CHANG, K. K. N., Low noise tunnel-diode amplifier. Proc. Inst. Radio Engrs. **47** [1959], 1268–1269.

Beitrag zum Dynamic Plate-Load Amplifier

Von KARL EMDEN, Zürich

(A.E.U. 14 [1960], 487–490; eingegangen am 20. Juli 1960)

DK 621.375.221

Der Dynamic Plate-Load Amplifier kann als Endstufe in Breitbandverstärkern gut verwendet werden. Eine Methode wird angegeben, um den Frequenz- und Phasengang mit einfachen Mitteln zu verbessern. Es kann auch nötig sein, die „obere“ Röhre separat zu heizen. Ein Korrektornetzwerk wird angegeben, um den schädlichen Einfluß der zusätzlichen kapazitiven Belastung durch einen Heiztransformator zu verringern.

The dynamic plate-load amplifier can be used successfully as a final stage in wideband amplifiers. A method is devised for improving its frequency and phase response with simple means. Need may also arise for separate heating of the „upper“ tube. A correction network is devised for a reduction of the inimical influence of the extra capacitive load introduced by a heating transformer.

In den letzten Jahren sind unter dem Namen Dynamic Plate-Load Amplifier [1]–[3] Schaltungen bekannt geworden, welche sich besonders als Endstufen in Breitbandverstärkern gut eignen. Im folgenden wird gezeigt, wie man den Frequenzgang solcher Verstärkerstufen erhöhen und auch den Anwendungsbereich bei Verwendung von Leistungs- röhren (z. B. direkt geheizten Senderöhren) erweitern kann.

Anstatt der gewöhnlichen Induktivität L_k mit Windungszahl n_1 sei eine Spule mit Sekundär- wicklung n_2 eingeschaltet; Bild 1. Es sei $n_1 + n_2 = n$.

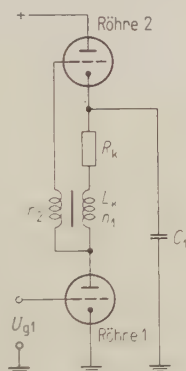


Bild 1. Verstärker mit Induktivität L_k in Serie zu R_k und Sekundärwicklung n_2 .

Bei sinusförmiger Wechselspannung am Gitter der Röhre 1 kann man für diese Schaltung die folgenden Gleichungen aufstellen:

$$I_{a1} = S_1(U_{g1} + D_1 U_{a1}), \quad (1)$$

$$I_{a2} = S_2(U_{g2} + D_2 U_{a2}) = \quad (2)$$

$$= j\omega C_1 U_{a1} + (1 - \omega^2 L_k C_1 + j\omega R_k C_1) I_{a1}, \quad (3)$$

$$U_{a2} = -U_{a1} - (R_k + j\omega L_k) I_{a1}, \quad (4)$$

$$U_{g2} = -\left(R_k + j\omega \frac{n}{n_1} L_k\right) I_{a1}. \quad (5)$$

Aus diesen fünf Gleichungen erhält man

$$U_{C_1} = \frac{-S_1 U_{g1} \left[1 + S_2 \left(R_k + j\omega \frac{n}{n_1} L_k\right)\right]}{S_1 D_1 (1 + S_2 R_k) + S_2 D_2 (1 + S_1 D_1 R_k) - \omega^2 L_k C_1 S_1 D_1 + j\omega C_1 \left[1 + S_1 D_1 R_k + S_1 D_1 S_2 \frac{L_k}{C_1} \left(\frac{n}{n_1} + D_2\right)\right]}. \quad (6a)$$

Vernachlässigt man D_2 gegenüber eins, so erhält man aus Gl. (6a)

$$\frac{U_{C_1}}{U_{g1}} = \frac{-S_1 (1 + S_2 R_k)}{S_1 D_1 (1 + S_2 R_k) + S_2 D_2} \cdot \frac{1 + j\omega \frac{n S_2 L_k}{n_1 (1 + S_2 R_k)}}{1 - \omega^2 \frac{L_k C_1 S_1 D_1}{S_1 D_1 (1 + S_2 R_k) + S_2 D_2} + j\omega \frac{C_1 \left[1 + S_1 D_1 \left(R_k + S_2 \frac{n}{n_1} \frac{L_k}{C_1}\right)\right]}{S_1 D_1 (1 + S_2 R_k) + S_2 D_2}}. \quad (6b)$$

Der erste Bruch der Gl. (6b) bestimmt das Verhältnis U_{C_1}/U_{g1} bei tiefen Frequenzen, also dann, wenn der zweite Bruch praktisch eins ist. Ist $S_2 R_k$ sehr groß gegen eins, so wird $U_{C_1} \approx U_{g1}/D_1$ auch dann, wenn $S_1 D_1$ größer als $S_2 D_2$ ist. Soll z. B. die Spannung U_{C_1} proportional zur Transparenz eines Bildes gesteuert werden, so wird diese Spannung während längeren Zeiten konstant sein oder sich nur wenig ändern. Die Leistungsaufnahme der Treiber- stufe wird dann nur durch den Stromverbrauch der Röhren bedingt. Es ist deshalb vorteilhaft, die Röhren nahe ihren cut-off-Punkten zu betreiben. Der nicht ganz lineare Verlauf der statischen U_{C_1}/U_{g1} -Kennlinie speziell für große negative U_{g1} kann leicht in einer Steuerstufe vorentzerrt werden.

Der zweite Bruch der Gl. (6b) bestimmt den Frequenzgang. Hier soll der Fall herausgegriffen werden, bei dem $\partial U_{C_1}/\partial \omega$ nie positiv werden kann. Nach den bekannten Rechenverfahren für Breitbandver- stärker wird dieser Fall aus Gl. (6b) erreicht, wenn

$$\left[\frac{n S_2 L_k}{n_1 (1 + S_2 R_k)} \right]^2 = \frac{C_1^2 \left[1 + S_1 D_1 \left(R_k + S_2 \frac{n}{n_1} \frac{L_k}{C_1} \right) \right]^2}{[S_1 D_1 (1 + S_2 R_k) + S_2 D_2]^2} - \frac{2 L_k C_1 S_1 D_1}{S_1 D_1 (1 + S_2 R_k) + S_2 D_2}. \quad (7)$$

Mit sehr guter Näherung erhält man aus Gl. (7)

$$L_k = \frac{n_1}{n} \frac{C_1 \left(1 + S_1 D_1 R_k \frac{n_2}{n} \right) (1 + S_2 R_k)}{S_2^2 D_2}. \quad (8)$$

Mit den Gl. (6b) und (8) ergibt sich für den Frequenzgang

$$f(\omega) = \sqrt{\frac{1 + \omega^2 C_1^2 \frac{\left(1 + S_1 D_1 R_k \frac{n_2}{n} \right)^2}{S_2^2 D_2^2}}{1 + \omega^2 C_1^2 \frac{\left(1 + S_1 D_1 R_k \frac{n_2}{n} \right)^2}{S_2^2 D_2^2} + \omega^4 C_1^4 \frac{\left(1 + S_1 D_1 R_k \frac{n_2}{n} \right)^2 n_1^2}{S_2^4 D_2^2 n^2}}}. \quad (9a)$$

Ohne Induktivität würde man für den Frequenzgang erhalten

$$f(\omega)_{L_k=0} = \sqrt{\frac{1}{1 + \omega^2 C_1^2 \frac{(1 + S_1 D_1 R_k)^2}{S_1^2 D_1^2 S_2^2 R_k^2}}}. \quad (9b)$$

Beispiel

Für $D_1 = D_2 = \frac{1}{30}$, $S_1 R_k = S_2 R_k = 10$, $n_2 = 0$ ergibt sich

$$f(\omega)_{L_k=L_k, n_2=0} = \sqrt{\frac{1 + 9 \omega^2 R_k^2 C_1^2}{1 + 9 \omega^2 R_k^2 C_1^2 + 0,09 \omega^4 R_k^4 C_1^4}}$$

$$f(\omega)_{L_k=0} = \sqrt{\frac{1}{1 + 0,16 \omega^2 R_k^2 C_1^2}}$$

Wenn ferner

$$n_2 = 3n_1, \text{ also } n_2/n = \frac{3}{4} \text{ und } n_1/n = \frac{1}{4}$$

ist, folgt

$$f(\omega)_{\substack{n_1/n=1/4 \\ n_2/n=3/4}} = \frac{1 + 14 \omega^2 R_k^2 C_1^2}{1 + 14 \omega^2 R_k^2 C_1^2 + 0,00875 \omega^4 R_k^4 C_1^4}.$$

Aus Bild 2 ist ersichtlich, daß man durch eine Spule mit Sekundärwicklung den Frequenzgang wesentlich verbessern kann. Eine Grenze ist nur durch die Wicklungskapazitäten und die Streuinduktivitäten der Spule gegeben.

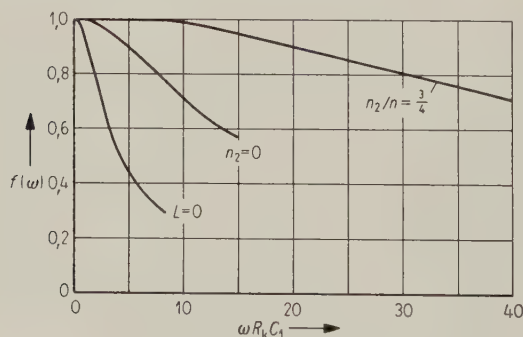


Bild 2. Verbesserung des Frequenzganges durch Induktivität ohne und mit Sekundärspule.

Ist die maximale Spannung an C_1 größer als die zulässige Spannung zwischen Kathode und Heizfaden der Röhre 2, oder ist man gezwungen, eine direktgeheizte Röhre zu verwenden, so muß diese Röhre durch einen separaten Transformator geheizt werden. Die Wicklungskapazität der Sekundärwicklung für die Heizung gegen die Primärwicklung und den Kern liegt dann parallel zum Kondensator C_1 und kann so wesentlich zur Verschlechterung des Frequenzganges beitragen (Bild 3).

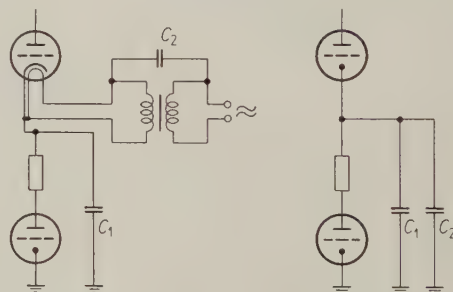


Bild 3. Wirkung der Transformatorkapazität als zusätzliche Lastkapazität.

Das Verdrosseln¹ der Heizung ist nur mit Vorbedacht zulässig. Die Serienresonanzfrequenz L/C_2 muß unter dem zu übertragenden Frequenzband liegen.

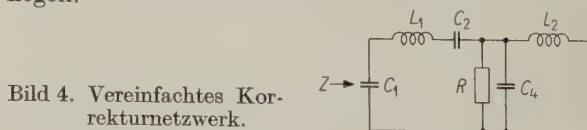


Bild 4. Vereinfachtes Korrektornetzwerk.

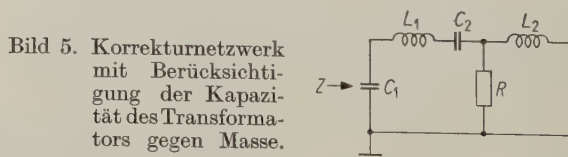


Bild 5. Korrektornetzwerk mit Berücksichtigung der Kapazität des Transformators gegen Masse.

¹ Induktivitäten, welche die Heizung gegen das Nutzsinal verdrosseln, müssen aus zwei Drähten derart gewickelt sein, daß der Heizstrom keinen magnetischen Fluß erzeugt.

Die in den Bildern 4 und 5 gezeigten beiden Netzwerke kompensieren in starkem Maß den schädlichen Einfluß von C_2 . Der Heiztransformator sei mit vernachlässigbar kleiner Kapazität gegen Masse montiert. L_1 sei eine Induktivität z. B. auf der Sekundärseite (Wicklung für die Heizung), L_2 eine Induktivität auf der Primärseite des Transformators. C_1 sei wieder die Lastkapazität der Röhrenschaltung, C_2 die schädliche Kapazität des Transformators.

Für das Schema von Bild 4 erhält man

$$\frac{Z}{R} = \frac{1}{j\omega R(C_1 + C_2)} \cdot \frac{1 - \omega^2(L_1 + L_2)C_2 + j\omega \frac{L_2}{R}(1 - \omega^2 L_1 C_1)}{1 - \omega^2(L_1 + L_2)\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} + j\omega \frac{L_2}{R}\left(1 - \omega^2 L_1 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}\right)}. \quad (11)$$

Es sei $L_1 + L_2 = L_3, \quad C_1 C_2 / (C_1 + C_2) = C_3, \quad C_2 = k C_1, \quad a = L_2 / R.$

Damit wird

$$\left|\left(\frac{Z}{R}\right)^2\right| = \frac{1}{\omega^2 R^2 (C_1 + C_2)^2} \cdot \frac{1 + \omega^2(a^2 - 2L_3 C_2) + \omega^4(L_3 C_2 - 2a^2 L_1 C_2) + \omega^6 a^2 L_1^2 C_2^2}{1 + \omega^2(a^2 - 2L_3 C_3) + \omega^4(L_3 C_3 - 2a^2 L_1 C_3) + \omega^6 a^2 L_1^2 C_3^2}. \quad (12)$$

Nun wird bestimmt, daß $a^2 = 2L_3 C_2 = 2(L_1 + L_2)C_2 = L_2^2 / R^2.$ (13a)

Daraus folgt $L_2 = R^2 C_2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2L_1}{R^2 C_2}}\right).$ (13b)

Aus Gl. (12) entsteht

$$\left|\left(\frac{Z}{R}\right)^2\right| = \frac{1}{\omega^2 R^2 (C_1 + C_2)^2} \cdot \frac{1 + \omega^2[\omega^2(L_3^2 C_2^2 - 2a^2 L_1 C_2) + \omega^4(a^2 L_1^2 C_2^2 - a^2 L_1^2 C_3^2)] + \omega^6 a^2 L_1^2 C_3^2}{1 + [\omega^2(a^2 - 2L_3 C_3) + \omega^4(L_3^2 C_3^2 - 2a^2 L_1 C_3)] + \omega^6 a^2 L_1^2 C_3^2}. \quad (14)$$

Es wird bestimmt, daß $\frac{L_3^2 C_2^2 - 2a^2 L_1 C_2}{a^2 - 2L_3 C_3} = \frac{a^2 L_1^2 C_2^2 - a^2 L_1^2 C_3^2}{L_3^2 C_3^2 - 2a^2 L_1 C_3}.$

Mit Gl. (13a) wird $L_2 = L_1 \left[1 + 2\frac{C_1}{C_2} + 2\sqrt{2\left(\frac{C_2}{C_3}\right)^2 - 3\left(\frac{C_2}{C_3}\right) + \frac{C_3}{C_2}}\right].$

Mit Gl. (13b) lassen sich nun L_1 und L_2 bestimmen. Es wird mit $A = 3 + 2k + 2k\sqrt{(3 + 2k)/(1 + k)}$

$$L_1 = 2R^2 C_1 k \frac{A + 1}{A^2}, \quad L_2 = 2R^2 C_1 k \frac{A + 1}{A} = L_1 A. \quad (15)$$

Mit Gl. (14) erhält man schließlich für den Frequenzgang

$$\left(\frac{Z}{R}\right)^2 = \frac{1}{\omega^2 R^2 C_1^2 (1 + k)^2} \cdot \frac{1 + \omega^2 R^2 C_1^2 k^4 \frac{(A + 1)^3 (A - 3)}{A^4} \left[\omega^2 R^2 C_1^2 + 4\omega^4 R^4 C_1^4 \frac{(A + 1)k^3 k(2 + k)}{(A - 3)A^2(1 + k)^2} \right] + 16\omega^6 R^6 C_1^6 \frac{k^6(1 + A)^4}{A^4(1 + k)^2}}{1 + \frac{k^2(A + 1)^2}{(1 + k)A^2} \left[\omega^2 R^2 C_1^2 + 4\omega^4 R^4 C_1^4 \frac{(A + 1)k^3 k(2 + k)}{(A - 3)A^2(1 + k)^2} \right] + 16\omega^6 R^6 C_1^6 \frac{k^6(1 + A)^4}{A^4(1 + k)^2}}. \quad (16)$$

In Bild 6 ist der Frequenzgang für den Wert $k = 2$ wiedergegeben und zum Vergleich ebenso die Kurven für $k = 0$ und $k = 2$ bei $L_1 = L_2 = 0$.

Die kleine Kapazität, welche der isoliert aufgestellte Heiztransformator gegen Masse hat, ist in der Rechnung vernachlässigt worden. Soll diese Kapazität berücksichtigt werden, so entsteht aus dem Schema des Bildes 4 das Schema des Bildes 5. C_4 sei diese Kapazität. Ferner gelte wieder

$$C_2 = k C_1, \quad C_1 C_2 / (C_1 + C_2) = C_3, \quad L_1 + L_2 = L_3, \quad a = L_2 / R.$$

An die Stelle der Gl. (12) tritt dann

$$\left|\left(\frac{Z}{R}\right)^2\right| = \frac{1}{\omega^2 R^2 (C_1 + C_2)^2} \cdot \frac{1 + \omega^2[a^2 - 2(L_3 C_2 + L_2 C_4)] + \omega^4[(L_3 C_2 + L_2 C_4)^2 - 2a^2 L_1 C_2 + 2L_1 L_2 C_2 C_4] + \omega^6\{L_1 C_2[a^2 L_1 C_2 - 2L_2 C_4(L_3 C_2 + L_2 C_4)]\} + \omega^8 L_1^2 L_2^2 C_2^2 C_4^2}{1 + \omega^2[a^2 - 2(L_3 C_3 + L_2 C_4)] + \omega^4[(L_3 C_3 + L_2 C_4)^2 - 2a^2 L_1 C_3 + 2L_1 L_2 C_3 C_4] + \omega^6\{L_1 C_3[a^2 L_1 C_3 - 2L_2 C_4(L_3 C_3 + L_2 C_4)]\} + \omega^8 L_1^2 L_2^2 C_3^2 C_4^2}. \quad (17)$$

Nun wird wieder bestimmt, daß

$$a^2 = 2(L_3 C_2 + L_2 C_4) = 2L_1 C_2 + 2L_2(C_2 + C_4) = L_2^2/R^2. \quad (18a)$$

Daraus folgt

$$L_2 = R^2(C_2 + C_4) \left[1 + \sqrt{1 + \frac{2L_1 C_2}{R^2(C_2 + C_4)^2}} \right]. \quad (18b)$$

Aus Gl. (17) entsteht dann

$$\left| \left(\frac{Z}{R} \right)^2 \right| = \frac{1}{\omega^2 R^2 (C_1 + C_2)^2} \cdot \frac{1 + \omega^2 \{ \omega^2 [(a^4/4) - 2L_1 C_2 (a^2 - L_2 C_4)] + \omega^4 [L_1 C_2 a^2 (L_1 C_2 - L_2 C_4)] + \dots}{1 + \{ \omega^2 [2L_3 (C_2 - C_3)] + \omega^4 [(a^4/4) - a^2 L_3 (C_2 - C_3) + L_3^2 (C_2 - C_3)^2 - 2L_1 C_3 (a^2 - L_2 C_4)] + \dots \} + \omega^6 [L_1^2 L_2^2 C_4^2 (C_2^2 - C_3^2)] + \omega^8 L_1^2 L_2^2 C_3^2 C_4^2}{\dots + \omega^6 [L_1 C_3 a^2 (L_1 C_3 - L_2 C_4) + 2L_2 L_3 C_4 (C_2 - C_3)] + \omega^8 L_1^2 L_2^2 C_3^2 C_4^2}. \quad (19)$$

Es wird wieder bestimmt, daß

$$\frac{a^4 - 8L_1 C_2 (a^2 - L_2 C_4)}{8L_3 (C_2 - C_3)} = \frac{4L_1 C_2 a^2 (L_1 C_2 - L_2 C_4)}{a^4 - 4a^2 L_3 (C_2 - C_3) + 4L_3^2 (C_2 - C_3)^2 - 8L_1 C_3 (a^2 - L_2 C_4)} = \frac{L_1^2 L_2^2 C_4^2 (C_2^2 - C_3^2)}{L_1 C_3 a^2 (L_1 C_3 - L_2 C_4) + 2L_2 L_3 C_4 (C_2 - C_3)}.$$

Auf die Lösung dieser Gleichungen soll nicht weiter eingegangen werden. Mit sehr guter Näherung gelten folgende Lösungen. Wenn

$$A = (1 + 2k) \sqrt{2}, \quad B = \frac{(1 + k)^2 2\sqrt{2} + \frac{1}{2}k}{(1 + k)^2 (1 + 2\sqrt{2}) - 1},$$

dann ergibt sich

$$L_1 = 2R^2 C_1 k \frac{1 + A + B}{A^2}, \quad L_2 = 2R^2 C_1 k \frac{1 + A + B}{A} = L_1 A, \quad C_4 = C_1 k \frac{B}{A}. \quad (20)$$

Aus Gl. (19) entsteht mit Gl. (20).

$$\left| \left(\frac{Z}{R} \right)^2 \right| = \frac{1}{\omega^2 R^2 C_1^2 (1 + k)^2} \cdot \frac{1 + \omega^2 L_1 C_1 k (1 + k) \sqrt{2} \left[\omega^2 L_1 C_1 k \frac{2\sqrt{2}k(A+1)}{(1+k)\sqrt{2}} + \omega^4 L_1^2 C_1^2 k^2 + \omega^6 L_1^3 C_1^3 k^3 B^2 \frac{k(2+k)}{(1+k)^3 \sqrt{2}} \right] + \dots}{1 + \left[\omega^2 L_1 C_1 k \frac{2\sqrt{2}k(A+1)}{(1+k)\sqrt{2}} + \omega^4 L_1^2 C_1^2 k^2 + \omega^6 L_1^3 C_1^3 k^3 B^2 \frac{k(2+k)}{(1+k)^3 \sqrt{2}} \right] + \dots} + \frac{\omega^8 L_1^4 C_1^4 k^4 \frac{B^2}{(1+k)^2}}{\omega^8 L_1^4 C_1^4 k^4 \frac{B^2}{(1+k)^2}}. \quad (21)$$

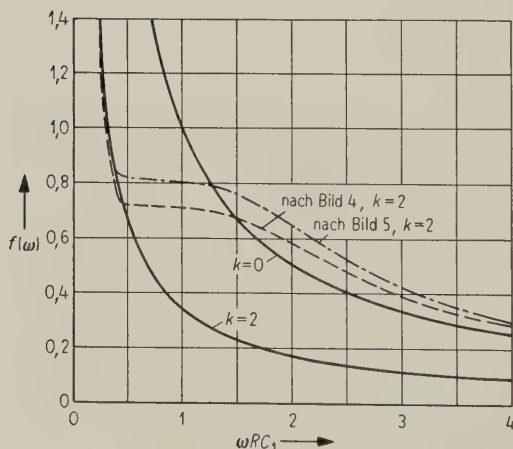


Bild 6. Verbesserung der Lastimpedanz durch die Netzwerke nach den Bildern 4 und 5.

In Bild 6 ist auch der Frequenzgang für Bild 5 und $k = 2$ aufgezeichnet. Die Einführung eines richtig dimensionierten C_4 bringt also einen weiteren Gewinn. Es sei noch angeführt, daß man in Serie zu R einen Kondensator schalten darf, damit dieser Widerstand frei von der Netzspannung des Transformators wird. Alle Gleichungen für die Schema der Bilder 4 und 5 gelten weiter, wenn diese Kapazität größer $\frac{A+1}{A} 4kC_1$ wird.

Schrifttum

- [1] COOPER, V. J., Shunt-regulated amplifiers. Wirel. Engr. 28 [1951], Nr. 332, 132-145.
- [2] VALLEY, G. E. und WALLMAN, H., Vacuum tube amplifiers. McGraw-Hill Book Co., New York 1948, S. 457.
- [3] BROWN, M., Greater gain bandwidth in trigger circuits. Rev. sci. Instrum. 30 [1959], 169.

Elektronenlaufzeiteffekte bei Sendetetroden für das Fernsehband IV/V

Von WERNER SEIFFARTH

Mitteilung aus dem Wernerwerk für Bauelemente der Siemens & Halske AG, München/Berlin

(A.E.Ü. 14 [1960], 491—498; eingegangen am 1. August 1960)

DK 621.385.4:621.397.61

Für das Frequenzgebiet bis 800 MHz kann das Betriebsverhalten von Sendetetroden großer Leistung auf Grund der Berechnung der Laufzeiteffekte in guter Näherung angegeben werden. Die Berechnung, die auf rein graphischem Wege erfolgt, wird in ihren Grundzügen erläutert. Für den Fall des Fernsehbetriebes bei 800 MHz und Schwarzpegelaussteuerung wird das Betriebsverhalten der 10-kW-Sendetetrode RS 1032 C mit Hilfe von graphischen Darstellungen gezeigt. Zum Schluß werden einige allgemeine Probleme, wie die optimale Dimensionierung der Elektrodenabstände, die Aufheizung der Kathode durch zurückkehrende Elektronen und die Phasenmodulation im Ausgangskreis besprochen.

For frequencies up to 800 Mc/s the operational behaviour of high-power transmitting tetrodes can be stated with good approximation on the basis of a calculation of the transit-time effects. The paper explains the fundamentals of this calculation which is based on a purely graphic method. For the case of television operation at 800 Mc/s and black-level modulation the operational behaviour of the 10-kW transmitting tetrode RS 1032 C is shown by reference to graphs. Finally some general problems are discussed such as the optimum design of electrode spacings, the heating of the cathode by electron bombardment, and the phase modulation in the output circuit.

1. Einleitung

Für die Entwicklung von Sendetetroden großer Leistung für das Fernsehband IV/V (470 bis 790 MHz) war es erforderlich, die Auswirkungen der Elektronenlaufzeiten auf das Betriebsverhalten vor auszuberechnen. Derartige Berechnungen wurden bisher nur für Sendetrioden vollständig durchgeführt [1]. In der nachstehend erläuterten Erweiterung des bekannten Verfahrens wird am Beispiel der Sendetetrode RS 1032 C gezeigt, wie man Betriebsverhalten und Dimensionierung mit guter Annäherung vorausberechnen kann. Dabei wird Gitterbasisschaltung vorausgesetzt und nur der HF-B-Betrieb (Stromflußwinkel 180°) betrachtet.

2. Laufzeiteffekte in Tetroden

2.1. Allgemeines

Der Betrieb von Elektronenröhren bei niedrigen Frequenzen wird durch die statischen Kennlinien bestimmt.

Bei ultrahohen Frequenzen treten Laufzeiteffekte auf, da die Elektronen wegen ihrer endlichen Masse der Steuerspannung nicht mehr trägheitslos folgen können. Die statischen Kennlinien sind dann nicht mehr brauchbar, da sich während der Elektronenbewegung in der Röhre die Spannungen an den Elektroden stark ändern. Die Elektronenbewegungen in der Röhre müssen daher in Abhängigkeit von den hochfrequenten Wechselfspannungen berechnet werden. Da bei den vorliegenden hohen Aussteuerungsgraden (Senderverstärker) analytische Methoden versagen, wird zur Berechnung der Elektronenbewegungen ein graphisches Intervallverfahren benutzt, dessen Genauigkeit von der Größe der gewählten Intervalle abhängt. Man teilt dabei die Elektronenbewegung in einzelne Bahnen auf, die in Abhängigkeit von der anliegenden Wechsel-

spannung nach Ort und Geschwindigkeit punktweise berechnet werden.

Für die Beurteilung des Betriebsverhaltens und der Ausgangsleistung muß der im Anodenkreis durch den Elektronenstrahl influenzierte Strom bekannt sein. Dieser läßt sich aber nur dann berechnen, wenn man den Verlauf der Elektronen durch die ganze Röhre — im Steuergitter-Kathodenraum beginnend — verfolgt. Der nachstehend kurz skizzierte Berechnungsgang beginnt deshalb im Steuergitter-Kathodenraum.

Zunächst wird aus der bekannten sinusförmigen Steuerwechselspannung die Elektronenverteilung im Steuergitter-Kathodenraum berechnet. Diese gestattet die Ermittlung des Stromes im Gitterkreis (Influenzstrom) und der Elektronenströme in der Steuergitter- und in der Schirmgitterebene (Konvektionsströme). Für eine angenommene Anodenwechselspannung wird dann die Elektronenverteilung im Schirmgitter-Anodenraum berechnet. Diese Verteilung liefert den Anodeninfluenzstrom, und aus dessen Grundwelle folgen Ausgangsleistung und Wirkungsgrad. Weicht die berechnete Anodenwechselspannung von der angenommenen zu stark ab, so muß man die Betriebsverhältnisse im Schirmgitter-Anodenraum mit einem zweiten, verbesserten Wert der Anodenwechselspannung nochmals durchrechnen.

2.2. Der Steuergitter-Kathodenraum

Bei der Berechnung der Elektronenbahnen im Steuergitter-Kathodenraum wird die von F. HÜLSTER [1] angegebene Methode verwendet. Die Steuerspannung ist sinusförmig, die Kennlinie wird als gerade angenommen. Bei Vernachlässigung des Durchgriffs der Anode erhält man

$$u_{st} = \hat{U}_{g1} \sin \omega t + \frac{U_{g20}}{\mu_{g2g1}} + U_{g10} \quad (1)$$

Da bei B-Betrieb

$$U_{g20}/\mu_{g2g1} = -U_{g10} \quad (2)$$

ist, erhält man, wenn man außerdem $\hat{U}_{g1} = \hat{U}_{st}$ setzt,

$$u_{st} = \hat{U}_{st} \sin \omega t. \quad (3)$$

Hierbei sind \hat{U}_{g1} der Maximalwert der Gitterwechselspannung, U_{g20} und U_{g10} die Gittergleichspannungen und μ_{g2g1} der reziproke Wert des Schirmgitter-Steuergritterdurchgriffs. Die Bewegungen der Elektronen werden aus den Bewegungsgleichungen errechnet. Es liegt ein ebenes System vor, die Feldstärke E soll nur in der Richtung x senkrecht zu den Elektrodenebenen wirkend angenommen werden. Es gilt

$$K = mb \quad (\text{Newtonsche Gleichung})$$

$$eE = m \frac{d^2x}{dt^2}. \quad (4)$$

Nach Integration ergibt sich

$$v = v_0 + \frac{e}{m} \frac{U}{d} t, \quad (5)$$

$$x = v_0 t + \frac{2}{m} \frac{U}{d} \frac{t^2}{2}. \quad (6)$$

Diese Gleichungen gelten für eine zeitlich konstante Feldstärke

$$E = U/d.$$

Bei sinusförmiger Steuerspannung wird zur Berechnung des Weg-Zeitdiagrammes (Gl. (6)) und des Geschwindigkeits-Zeitdiagrammes (Gl. (5)) die Feldstärke $(\hat{U}_{st}/d) \sin \omega t$ jeweils in einem genügend kleinen Intervall, z. B. $\Delta \omega t = 10^\circ$, konstant gehalten und die Elektronenbahnen werden punktweise nach Ort und Geschwindigkeit berechnet. Im Steuergritter-Kathodenraum muß die Raumladungswirkung berücksichtigt werden, daher ist die Feldstärke nicht nur zeitlich, sondern auch räumlich gemäß den Raumladungsgesetzen zwischen Steuergritter- und Kathodenebene verschieden. Die Berücksichtigung der räumlich veränderlichen Feldstärke geschieht zweckmäßigerweise mit der von F. HÜLSTER [1] angegebenen Methode. Die Raumladung wird in einzelne Raumladungsscheiben aufgeteilt. Durch genügend feine Aufteilung der Raumladung kann der wirkliche Feldstärkeverlauf recht

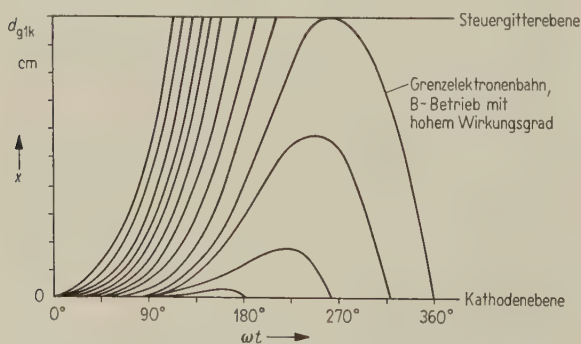


Bild 1. Elektronenbahnen im Steuergritter-Kathodenraum.

gut angenähert werden. Die gezeichneten Elektronenbahnen geben dann die Bewegung der Raumladungsscheiben wieder. Bild 1 zeigt ein Weg-Zeitdiagramm, das unter den geschilderten Voraussetzungen berechnet wurde. Der gezeichnete Fall ist ein Grenzfall, auf dessen Bedeutung im letzten Abschnitt näher eingegangen werden soll.

Die durch diese zeitraubenden graphischen Verfahren gewonnenen Elektronenbahngruppen können durch Einführen eines „fiktiven“ Laufzeitwinkels $\hat{\alpha}_{gk}$ zur Berechnung einer großen Anzahl verschiedener Betriebsfälle herangezogen werden:

$$\hat{\alpha}_{gk} = \frac{2 \omega d_{gk}}{\sqrt{\frac{2e}{m} \hat{U}_{st}}}. \quad (7)$$

Durch Gl. (7) sind die Parameter ω , d_{gk} und \hat{U}_{st} miteinander verknüpft. Zunächst werden für verschiedene fiktive Laufzeitwinkel die Bewegungsdiagramme ausgerechnet und dann bei Variation von ω , d_{gk} und \hat{U}_{st} die sich aus Gl. (7) ergebende, passende Elektronenbahngruppe zur Berechnung der verlangten Betriebswerte herangezogen.

2.3. Die Berechnung der Betriebswerte

Alle Betriebswerte werden aus den Weg-Zeitdiagrammen und aus den Geschwindigkeits-Zeitdiagrammen berechnet. Zwischen den Elektrodenebenen können sich die Abstände der Elektronenbahnen untereinander stark ändern (Bild 1). Bei Ultrahochfrequenz existiert also für jede Querschnittsebene eine unterschiedliche Elektronenstromverteilung. Man nennt den Strom in irgendeiner Querschnittsebene „Konvektionsstrom“. Für die Berechnung sind nur die Konvektionsströme in den Elektrodenebenen interessant. Der Konvektionsstrom in der Kathodenebene ist der Emissionsstrom. Die Konvektionsströme in der Steuergritter- bzw. Schirmgitterebene bilden die elektronische Verbindung zwischen den einzelnen Entladungsräumen. Man berechnet die Konvektionsströme aus den unterschiedlichen Abständen der Elektronenbahnen untereinander, die umgekehrt proportional der Elektronenstromdichte sind.

Den Strom in der angeschlossenen Leitung bezeichnet man als Influenzstrom, da er von dem Elektronenfluß zwischen den Elektroden „influenziert“ wird. Der Influenzstrom in der angeschlossenen Leitung beginnt, wenn das erste Elektron in den Vakuumraum eintritt und endet, wenn das letzte Elektron den Vakuumraum verläßt. Dies ist bei Ultrahochfrequenz nicht anders als bei langen Wellen, nur wird bei niedrigen Frequenzen der Stromfluß in der Leitung vereinfacht als die Summe der Elektronen angesehen, die auf die betreffende Elektrode aufreffen.

Die Influenzwirkung eines Elektrons von der Ladung e , das sich zwischen zwei um d auseinanderliegenden Elektroden mit der Geschwindigkeit v bewegt ist

$$i = \frac{1}{d} e v. \quad (8)$$

Bewegen sich viele Elektronen mit verschiedenen Geschwindigkeiten, so gilt

$$i_{\text{infl}} = \frac{1}{d} \sum q v. \quad (9)$$

Der Influenzstrom wird auf graphischem Wege entsprechend Gl. (9) aus den Weg-Zeit- und den Geschwindigkeits-Zeitdiagrammen ermittelt. Hierzu werden die Diagramme durch senkrechte Linien in genügend kleine Intervalle, z. B. von der Breite $\Delta\omega t = 10^\circ$, aufgeteilt und für jeweils eine Intervalllinie die Influenzteilströme $\frac{1}{d} q v$ addiert. Die

Summe dieser Teilströme für eine Intervalllinie ergibt einen Influenzstromwert. Die interessierenden Betriebswerte, wie Phasenverschiebung, Leistung usw. werden aus der Grundschwingung, die man durch das übliche Verfahren der harmonischen Analyse aus dem ermittelten Influenzstromimpuls findet, ermittelt.

2.4. Der Steuergitter-Schirmgitterraum

Der nach Größe und Geschwindigkeitsverteilung bekannte Gitterkonvektionsstromimpuls tritt in den Steuergitter-Schirmgitterraum ein und wird von der Schirmgittergleichspannung beschleunigt. Die Einwirkung der Anodenwechselspannung kann wegen des verhältnismäßig großen Schirmgitter-Anodenabstandes (kleiner Durchgriff) der hier interessierenden Sendetetroden vernachlässigt werden. Eine gegenseitige Beeinflussung der Elektronen durch Raumladungswirkungen tritt wegen der im Vergleich zum Steuergitter-Kathodenraum wesentlich gesteigerten Geschwindigkeit der Elektronen nicht mehr auf. Da die Gitter auf Deckung stehen, kann weiterhin der von den Schirmgitterdrähten aufgefangene Teil des Konvektionsstromimpulses vernachlässigt und der Konvektionsstrom in der Schirmgitterebene ohne die Zeichnung von Elektronenbahnen direkt aus den Gl. (5) und (6) berechnet werden. Die Laufzeit ergibt sich aus

$$d_{g1g2} = v_{g1} \tau_{g1g2} + \frac{e}{m} \frac{U_{g20}}{d_{g1g2}} \frac{\tau_{g1g2}^2}{2} \quad (10)$$

und die Geschwindigkeit in der Schirmgitterebene aus

$$v_{g2} = v_{g1} + \frac{e}{m} \frac{U_{g20}}{d_{g1g2}} \tau_{g1g2}. \quad (11)$$

Die Rechnung wird wieder punktweise in geeigneten Intervallabständen ausgeführt. Hierbei bezeichnen v_{g1} , v_{g2} die Geschwindigkeiten in den entsprechenden Gitterebenen, d_{g1g2} den Gitter-Schirmgitterabstand und τ_{g1g2} die Gitter-Schirmgitterlaufzeit.

2.5. Der Schirmgitter-Anodenraum

Bild 2 zeigt das Schema eines Senderverstärkers. Der in den Schirmgitter-Anodenraum eintretende Stromimpuls erzeugt in dem auf Resonanz abgestimmten Schwingkreis LC am Röhrenaußenwiderstand R_a die rein sinusförmige Wechselspannung

$U_{a1} \sin \omega t$, die sich der Anodengleichspannung U_{a0} überlagert. Der kleinste Wert der Anodenspannung u_a tritt auf, wenn der Pulsstrom i_{ap} seinen größten Wert erreicht.

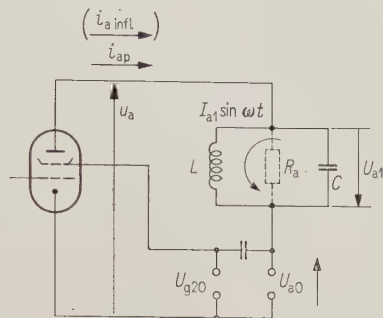


Bild 2. Senderverstärker.

Bei ultrahohen Frequenzen sinkt der Grundwellenlängeanteil des Stromimpulses i_{ap} — jetzt mit Influenzstrom $i_{a\text{infl}}$ bezeichnet —, da der den Auskoppelkreis anstoßende, bereits nicht mehr sinusförmige Schirmgitterkonvektionsstrom im Verlauf seiner Bewegung vom Schirmgitter zur Anode durch die auftretenden Laufzeiteffekte einen verbreiterten und abgeflachten Influenzstromimpuls erzeugt. Der Resonanzkreis LC wird auch bei Ultrahochfrequenz auf die 1. Harmonische des Anodenstromimpulses abgestimmt. Die erzeugte Wechselspannung ist jedoch mit dem für die Verlustleistung maßgeblichen Konvektionsstrom in der Anodenebene nicht mehr genau in Gegenphase. Diese Wirkungen der Elektronenlaufzeiten verringern, selbst wenn man von den Kreisverlusten absieht, die Ausgangsleistung und erhöhen die Verlustleistung. Die Berechnung der Betriebswerte erfolgt mit der in den Abschnitten 2.2 und 2.3 beschriebenen Methode aus den berechneten und gezeichneten Elektronenbahnen. Mit einem elektronischen Rechengerät konnten die Elektronenbahnen für einen Betriebsfall in wenigen Minuten berechnet werden. Die Einzelheiten der Rechnung werden an dem später beschriebenen Beispiel der RS 1032 C gezeigt.



Bild 3. Sendetetrode RS 1032 C.

3. Einfluß der Laufzeit auf das Betriebsverhalten der Sendetetrode RS 1032 C

Für die Sendetetrode RS 1032 C (Bild 3) wird das Laufzeitverhalten bei 800 MHz beschrieben. Vorausgesetzt werden eine gerade Kennlinie, Stromflußwinkel 180° (B-Betrieb) und Gitterbasisschaltung. Die Steuerspannung ist so gewählt, daß sie ungefähr der sogenannten „Schwarzpegelaussteuerung“ eines 10-kW-Fernsehbildsenders entspricht. Einzelheiten über Geometrie und Einsatz der Röhre sind in [2] ausführlich erläutert worden.

Folgende Betriebswerte — auf Kathodenpotential bezogen — wurden vorausgesetzt:

Anodengleichspannung	$U_{a0} = 5090 \text{ V}$,
Schirmgittergleichspannung	$U_{g20} = 550 \text{ V}$,
Gitterwechselspannung	$\hat{U}_{st} = 132 \text{ V}$,
Gittergleichspannung	$U_{g10} = -110 \text{ V}$,
Bandbreite	$b \approx 10 \text{ MHz}$,
Verstärkungsfaktor	$\mu_{g2g1} = 5$.

3.1. Das Betriebsverhalten im Steuergitter- und im Schirmgitterraum

In Bild 4 sind einige wichtige Kenngrößen des Steuergitter- und des Schirmgitterraumes aufgezeichnet, die sich bei der oben angegebenen Einstellung ergeben.

Die Steuerspannung (Bild 4a) würde ohne Laufzeiteffekte den in Bild 4b gezeichneten Stromimpuls

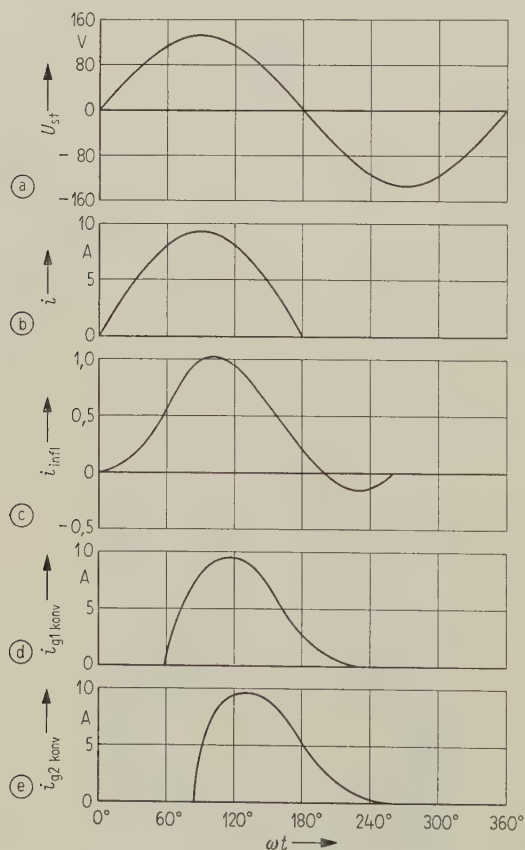


Bild 4. Betriebsverhalten im Steuergitter- und im Schirmgitterraum.

erzeugen, der bei Vernachlässigung der geringen Gitterströme in gleicher Form und ohne Phasenverschiebung in der Schirmgitterebene eintreffen würde. Bei Berücksichtigung der Laufzeiteffekte ergeben sich die in Bild 4c bis e gezeichneten Veränderungen.

3.1.1. Der Gitterinfluenzstrom (Bild 4c)

Der Strom im Gitterkreis (Gitterinfluenzstrom) wurde unter der Voraussetzung berechnet, daß der Gitter-Kathodenraum eine Diode ist. Auf der Ordinate sind die Stromwerte daher nur in willkürlichen Einheiten angegeben. Die Berechnung des wirklichen Influenzstromes in der Gitterzuleitung ist mit der beschriebenen Methode zwar möglich, jedoch sehr kompliziert, da die beiden Entladungsräume über den großen Schirmgitter-Steuergritterdurchgriff ($\mu_{g2g1} = 5$) aufeinander starke Influenzwirkungen ausüben.

Die Berechnung der sich aus dem Gitterinfluenzstrom ergebenden Steuerleistung und der Gitterverlustleistung verspricht bei den hier vorliegenden noch relativ niedrigen Frequenzen nur einen geringen Nutzen, da der Anteil der elektronischen Steuerleistung gegenüber der bei Gitterbasisschaltung aufzubringenden wirklichen Steuerleistung gering ist.

Man kann jedoch auch aus dem gezeichneten „Diodeninfluenzstrom“ gewisse Folgerungen ziehen. Man erkennt aus Bild 4c, daß die Phasenverschiebung der Grundwelle gering ist ($15,5^\circ$) und daß sich sowohl Form als auch absolute Höhe der Kurve gegenüber dem Betrieb bei niedrigen Frequenzen nur wenig verändert haben.

3.1.2. Die Konvektionsströme

Aus Form und Größe des in Bild 4d gezeichneten Zeitverlaufs des Konvektionsstromes in der Steuergritterebene wird auf die Wirksamkeit der Gittersteuerung beim Auftreten von Laufzeiteffekten geschlossen. Bei sehr hohen Frequenzen kann bereits ein großer Teil der Elektronen vor dem Gitter umkehren und den Wirkungsgrad der Steuerung praktisch auf Null herabsetzen. Der vorliegende Anwendungsfall liegt noch weit unter dieser Frequenzgrenze. Der Impuls ist zwar in der Phase bereits erheblich verschoben, jedoch ist der Spitzenwert gegenüber Bild 4a sogar noch etwas angestiegen; auch ist er der ursprünglichen Sinusform noch sehr ähnlich, so daß kein wesentliches Absinken der 1. Harmonischen vorliegt. Der in Bild 4c gezeichnete Schirmgitterkonvektionsstrom i_{g2konv} ist gegenüber dem Steuergritterkonvektionsstrom i_{g1konv} wenig geändert.

Aus dem Vergleich von Bild 5b und Bild 5a ist die Geschwindigkeitssteigerung zu ersehen, die die Elektronen unter der Einwirkung der Schirmgittergleichspannung erfahren.

3.2. Das Betriebsverhalten im Schirmgitter-Anodenraum

Wie im Abschnitt 2.1 bereits angedeutet, muß die zunächst unbekannte Anodenwechselspannung durch Probieren gefunden werden. Da in dem vor-

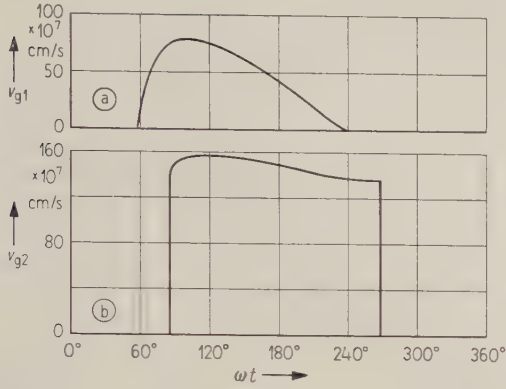


Bild 5. Geschwindigkeitsverteilung in den Gitterebenen.

liegenden Fall keine großen Laufzeiteffekte zu erwarten waren, wurde für den ersten Ansatz die aus den statischen Kennlinien ablesbare Anodenwechselspannung von $U_{a1} = 3420$ V eingesetzt. Wegen des zu erwartenden Abfalls der 1. Harmonischen wird die wirkliche Anodenwechselspannung etwas kleiner als dieser Wert sein. Zur Bestimmung der ebenfalls unbekannten Phasenlage der Anodenwechselspannung schätzt man zuerst die mittlere Laufzeit der Elektronen vom Schirmgitter zur Anode ab. Während dieser Laufzeit durchläuft die Anodenwechselspannung $U_{a1} \sin \omega t$ ihr Minimum. Den niedrigsten Wert der Anodenspannung nimmt man als Beschleunigungsspannung u_{\min} für den Schwerpunkt von $i_{g2 \text{ konv}}$ an:

$$u_{\min} = U_{a0} - U_{g20} + U_{a1} \sin \frac{3}{2} \pi = 1120 \text{ V.} \quad (12)$$

Aus Gl. (6) folgt mit dem Schirmgitter-Anodenabstand der Tetrode RS 1032 C von $d_{g2a} = 0,6075$ cm die Laufzeit τ_{g2a} zu

$$d_{g2a} = v_{g2} \tau_{g2a} + \frac{u_{\min}}{d_{g2a}} \frac{\tau_{g2a}^2}{2}, \quad (13)$$
$$\tau_{g2a} = 0,293 \cdot 10^{-9} \text{ s.}$$

Die mittlere Phasenverschiebung zwischen $i_{g2 \text{ konv}}$ und $i_{a \text{ konv}}$ wird damit

$$\alpha_{g2a} = \frac{\omega}{2\pi} \cdot 360^\circ \cdot \tau_{g2a} = 84,5^\circ.$$

Da die Phasenverschiebung des die Anodenwechselspannung erzeugenden Anodeninfluenzstromes nur ungefähr halb so groß ist wie die berechnete Phasenverschiebung des Impulsschwerpunktes zwischen Schirmgitter- und Anodenebene, liegt das Minimum der Anodenspannung ungefähr bei

$$\omega t i_{a \text{ infl}} = \omega t i_{g2 \text{ konv}} + \frac{\alpha_{g2a}}{2} = 187^\circ. \quad (14)$$

Bild 6 zeigt die mit diesen geschätzten Werten der Anodenwechselspannung berechnete Weg- und Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Die Raumladungswirkung braucht nicht berücksichtigt zu werden. Aus den Diagrammen in Bild 6 wird jetzt entsprechend Abschnitt 2.3 der Konvektionsstrom in der Anodenebene und der Anodeninfluenzstrom berechnet. Im Gegensatz zum Steuergitter-Kathodenraum kann der Auskoppelpaum als Diode ange-

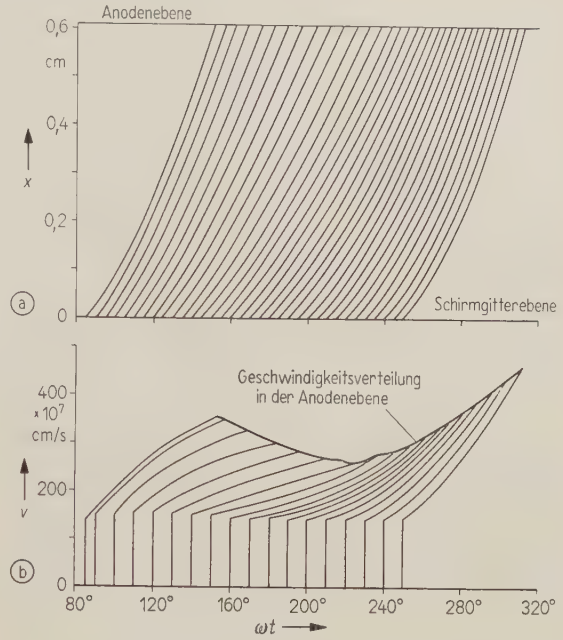


Bild 6. Elektronenbahnen im Schirmgitter-Anodenraum.

sehen werden, so daß die Berechnung des Anodeninfluenzstromes keine grundsätzlichen Schwierigkeiten bereitet. In dem das Ergebnis dieser Berechnungen darstellenden Bild 7 sind aufgetragen: (a) Konvektionsstrom in der Schirmgitterebene, (b) Anodeninfluenzstrom, (c) Konvektionsstrom in der Anodenebene, (d) Anodenwechselstrom im Schwingkreis und (e) Anodenspannung.

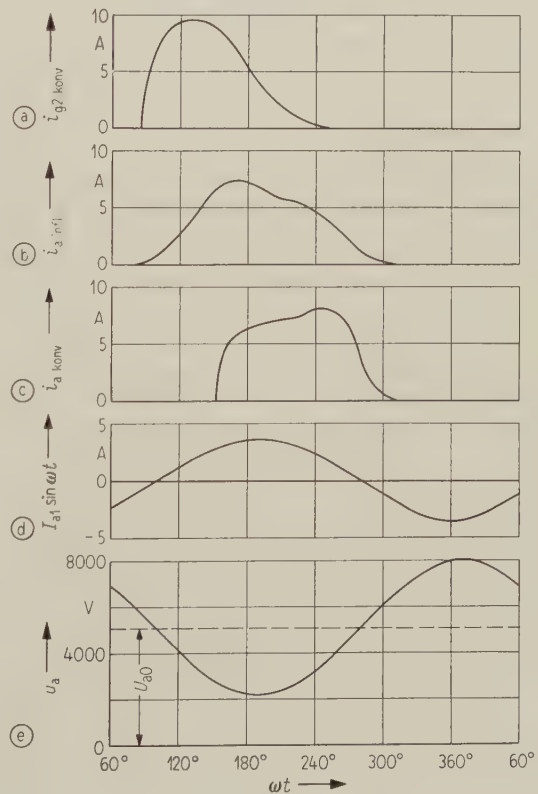


Bild 7. Betriebsverhalten im Ausgangskreis.

3.3. Nutzleistung, Verlustleistung, Wirkungsgrad

3.3.1. Bestimmung aus dem Anodeninfluenzstrom

Aus dem Anodeninfluenzstrom folgt durch harmonische Analyse die Grundharmonische $I_{a1} \sin \omega t$ (Bild 7d) und der Anodengleichstrom I_{a0} . Bevor weitergerechnet wird, muß jedoch die gefundene Phasenlage der Grundharmonischen mit der angenommenen Phasenlage der Anodenwechselspannung verglichen werden. Die Abschätzung (Gl. (12) und (13)) lieferte $\omega t = 187^\circ$, wir fanden $\omega t = 190^\circ$. Mit Beschränkung auf diese Genauigkeit und Verzicht auf eine genauere Berechnung des Auskoppelraumes mit verbesserten Werten ergibt sich:

Anodengleichstrom	$I_{a0} = 2,48 \text{ A,}$
Anodenwechselstrom	$I_{a1} = 3,66 \text{ A,}$
Eingangsleistung	$N_{a0} = I_{a0} U_{a0} = 12,6 \text{ kW,}$
Anodenwechselspannung	$U_{a1} = R_a I_{a1} = 2930 \text{ V,}$
Nutzleistung	$N_a = \frac{1}{2} I_{a1} U_{a1} =$ $= 5,35 \text{ kW,}$
Verlustleistung	$Q_a = 7,35 \text{ kW,}$
Wirkungsgrad	$\eta = 42,5\%.$

3.3.2. Bestimmungen aus dem Anodenkonvektionsstrom

Wird auf die Kontrolle der angenommenen Phasenlage der Anodenwechselspannung aus der harmonischen Analyse des Anodeninfluenzstromes verzichtet, so kann in erster Näherung Ausgangsleistung und Wirkungsgrad auch aus dem leichter zu berechnenden Anodenkonvektionsstrom bestimmt werden. Die von den Elektronen beim Aufprall auf die Anode geleistete Energie ist identisch mit der Verlustleistung. Aus der bekannten Stromdichteverteilung (Bild 7c) und der ebenfalls bekannten Geschwindigkeitsverteilung in der Anodenebene (Bild 6b) kann die Verlustleistung berechnet werden. Der Momentanwert q_a der Verlustleistung ergibt sich aus

$$q_a = \frac{1}{2} \frac{m}{e} v_a^2 i_{a \text{ konv.}} \quad (15)$$

Wird die Berechnung für alle Punkte des Anodenkonvektionsstromimpulses ausgeführt, so ergibt sich ein „Verlustleistungsimpuls“, aus dem durch graphische Mittelung die Verlustleistung Q_a gewonnen wird. Da durch harmonische Analyse der Anodengleichstrom auch aus dem Anodenkonvektionsstrom (Bild 7c) berechnet werden kann, sind alle Größen, die zur Bestimmung von Nutzleistung und Wirkungsgrad benötigt werden, gegeben.

3.4. Zusammenstellung der Ergebnisse

In der Tabelle I sind die errechneten Ergebnisse für die Tetrode RS 1032 C für Schwarzpegelaussteuerung bei $f = 800 \text{ MHz}$ und bei Betrieb ohne Laufzeiteffekte zusammengestellt. Die errechneten Werte stimmen gut mit den gemessenen Werten [2] überein.

Tabelle I. Betrieb der Sendetetrode RS 1032C bei 800 MHz, Schwarzpegel.

			ohne Laufzeiten	bei 800 MHz	
				aus $i_{a \text{ infl}}$	aus $i_{a \text{ konv}}$
Anodenwechselspannung	U_{a1}	V	3420	2930	2930
Anodenwechselstrom	I_{a1}	A	4,28	3,66	3,72
Anodenspitzenstrom	i_{ap}	A	8,56	7,3	7,3
Anodenrestspannung		V	1670	2170	2170
Verlustleistung	Q_a	kW	6,08	7,25	7,15
Nutzleistung	N_a	kW	7,32	5,35	5,45
Eingangsleistung	N_{a0}	kW	13,4	12,6	12,6
Wirkungsgrad	η	%	54,7	42,5	43,2

Bei einem 10-kW-Fernsehsender muß die abgegebene Nutzleistung (Schwarzpegel) einschließlich der Verluste 5,6 kW betragen. Diese ist leicht durch eine entsprechende Erhöhung der Steuerwechselspannung zu erreichen, die bei dieser Rechnung der bei niedrigen Frequenzen benötigten Steuerwechselspannung gleichgesetzt wurde, um vergleichbare Ergebnisse zu erzielen. Da die Kreisverluste bei den vorliegenden Frequenzen noch relativ gering sind und infolge der Gitterbasisschaltung die elektronische Steuerleistung ohnehin nur einige Prozent der gesamten Steuerleistung ausmacht, fällt diese Erhöhung — wie auch die Messungen bestätigt haben — wenig ins Gewicht.

4. Einige Dimensionierungsprobleme von Sendetetroden

Um Hinweise auf eine zweckmäßige Dimensionierung von Sendetetroden zu erhalten, müssen die Rechnungen im Abschnitt 3 mit geänderten Parametern, wie z. B. Frequenz und Elektrodenabstände, durchgeführt werden.

4.1. Der Gitter-Kathodenabstand

Aus Bild 1 ist zu ersehen, daß ein Teil der emittierten Elektronen vor dem Gitter umkehrt und auf die Kathode zurückfliegt. Bei Impulsbetrieb ist das nicht kritisch, solange diese Elektronen nicht in den Beginn des nächsten Emissionsintervalls hineingeraten, durch ihre Raumladungen den Beginn des Emissionsintervalls verzögern und die Form des Stromimpulses verzerren. Der Wirkungsgrad der Gittersteuerung beginnt also bei Impulsbetrieb dann stärker abzufallen, wenn der in Bild 1 gezeichnete Grenzfall eintritt. Elektronen, die zwischen $\omega t = 180^\circ$ und $\omega t = 360^\circ$ auf die Kathode auftreffen, stören nicht wesentlich. Da dieser Grenzfall von der Impulsbreite abhängt, wird er bei B-Betrieb schon bei niedrigeren Frequenzen erreicht als bei C-Betrieb. Dieser kritische Laufzeitwinkel wurde für B-Betrieb unter Berücksichtigung der Raumladung graphisch zu ungefähr 98° ermittelt. Aus Gl. (7) erhält man dann die Beziehung

$$1,71 \approx \frac{2 \omega d_{gk}}{\sqrt{\frac{2e}{m} \hat{U}_{st}}} \quad (16)$$

Für Dauerstrichgeneratoren, die bei B-Betrieb mit hohem Wirkungsgrad arbeiten sollen, ergibt sich damit ein Richtwert für den Gitter-Kathodenabstand, der nicht wesentlich überschritten werden darf:

$$d_{gk} \approx \frac{|\hat{U}_{st}|}{\omega} \cdot 5,07 \cdot 10^7 \text{ cm} \quad (17)$$

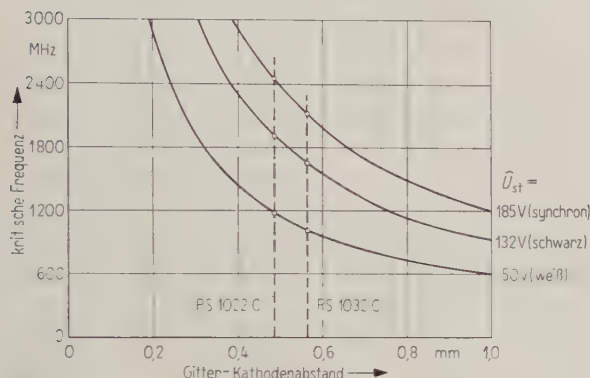


Bild 8. Der kritische Gitter-Kathodenabstand bei Fernseh-Bild-Betrieb.

Bild 8 zeigt eine auf Gl. (17) fußende graphische Darstellung; eingezeichnet sind die Gitter-Kathodenabstände der Tetroden RS 1022 C (0,49 mm) und RS 1032 C (0,565 mm). Bei 800 MHz wird auch bei der kleinsten Steuerspannung (Weißpegel) der kritische Wert noch nicht erreicht. Den geringen Abfall der Steuerwirkung unterhalb der kritischen Frequenz veranschaulicht Bild 9, in dem der Verlauf der 1. Harmonischen des Konvektionsstromes in der Steuergitterebene in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen ist.

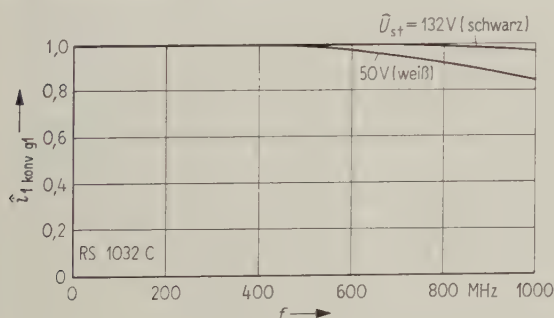


Bild 9. Die Grundharmonische in der Steuergitterebene.

4.2. Die Kathodenrückbombardierung

Die vor dem Gitter umgekehrten, auf die Kathode auftreffenden Elektronen verursachen eine zusätzliche Erwärmung der Kathode. Diese „Kathodenrückbombardierung“ wird aus der Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung der zurücklaufenden Elektronen berechnet. Für die RS 1032 C beträgt bei 800 MHz und Schwarzpegelaussteuerung die mitt-

lere Bombardierungsleistung $N_B \approx 14,5 \text{ W}$. Da als Kathoden metallische Wolfram-Thorium-Kathoden verwendet werden, ist die zusätzliche Erwärmung gering. Bei einer Heizleistung von $N_H = 550 \text{ W}$ und einer Kathodentemperatur von $T = 2000^\circ \text{ K}$ erhöht sich die Kathodentemperatur durch die Bombardierungsleistung N_B auf

$$T' = T \sqrt[4]{\frac{N_H + N_B}{N_H}} = 2013^\circ \text{ K} \quad (18)$$

Dieser Wert liegt noch innerhalb der Fertigungstoleranzen und läßt keine Rückwirkung auf die Lebensdauer der Röhre erwarten.

4.3. Der Schirmgitter-Anodenabstand

Der Auskoppelraum einer Fernseh-Sendetetrode muß so ausgelegt werden, daß Bandbreite und Wirkungsgrad möglichst groß werden. Da fast die gesamte Schwingkreiskapazität durch die Röhrenausgangskapazität C_{g2a} repräsentiert wird, erhält man für die Bandbreite

$$b = \frac{1}{2 \pi R_a C_{g2a}} \text{ Hz} \quad (19)$$

Um eine große Bandbreite zu erzielen, muß also die Ausgangskapazität durch einen großen Schirmgitter-Anodenabstand möglichst klein gemacht werden. Treten Laufzeiteffekte auf, so wird natürlich der Wirkungsgrad bei steigendem Schirmgitter-Anodenabstand geringer werden. Das Schirmgitter einer Sendetetrode setzt nun durch Nachbeschleunigung des Konvektionsstromimpulses (Bild 5) die Laufzeiteffekte soweit herab, daß auch bei einem relativ großen Schirmgitter-Anodenabstand ein breitbandiger Betrieb mit gutem Wirkungsgrad möglich ist.

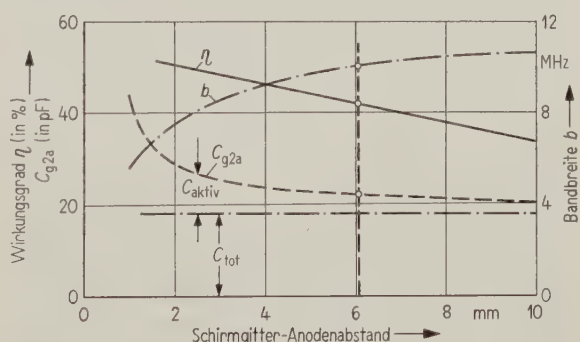


Bild 10. Der Auskoppelraum bei Änderung des Schirmgitter-Anodenabstandes.

Bild 10 zeigt für die Tetrode RS 1032 C bei 800 MHz (Schwarzpegel-einstellung) Kurven, die angeben, wie sich Wirkungsgrad η , Bandbreite b und Ausgangskapazität C_{g2a} ändern, wenn der Schirmgitter-Anodenabstand zwischen 1 und 10 mm geändert würde. Die senkrechte, gestrichelte Linie gibt den gewählten Abstand von etwa 6,1 mm an, der einen guten Kompromiß zwischen der Forderung nach großer Bandbreite und der Forderung nach möglichst großem Wirkungsgrad darstellt. Eine Ver-

kleinerung des Abstandes unter 2 mm ist nicht ratsam, da infolge des Anwachsens der Ausgangskapazität die Kreisverluste sehr stark zunehmen würden. Da eine Vergrößerung des Schirmgitter-Anodenabstandes dort ihre Grenze hat, wo keine Verbesserung der Bandbreite sondern nur noch eine Verschlechterung des Wirkungsgrades eintritt, müssen die „toten“ Kapazitäten zwischen Vakuumhülle und aktiver Zone möglichst klein sein. Diese Aufgabe konnte mit der vorliegenden Konstruktion [2] gut gelöst werden.

4.4. Die Differentialphase

Von „Differentialphase“ wird gesprochen, wenn bei Amplitudenmodulation einer im Laufzeitgebiet betriebenen Fernseh-Senderöhre zwischen Weiß- und Schwarzpegel gleichzeitig eine unerwünschte Phasendifferenz und damit eine Phasenmodulation im Ausgangskreis auftritt. Die hier beschriebenen Sendetetroden haben auch bei hohen Amplitudenmodulationsgraden eine so geringe „Differentialphase“ im Ausgangskreis, daß sie auch für Farbfernsehzwecke geeignet erscheinen. Diese Phasenverschiebungen sind viel geringer als die in der Röhre auftretenden Phasenverschiebungen. Im Gitter-Kathodenraum laufen nämlich die „Schwarzpegelelektronen“ schneller als die „Weißpegelelektronen“, während im Schirmgitter-Anodenkreis der entgegengesetzte Effekt eintritt, da die beschleunigende Anodenspannung bei Weißpegel durch die viel geringere

Aussteuerung bedeutend höher ist als bei Schwarzpegelaussteuerung. Wird die Schirmgitterspannung richtig gewählt, so heben sich die durch die verschiedenen Aussteuergrade erzeugten Phasenverschiebungen gegenseitig ziemlich weitgehend auf.

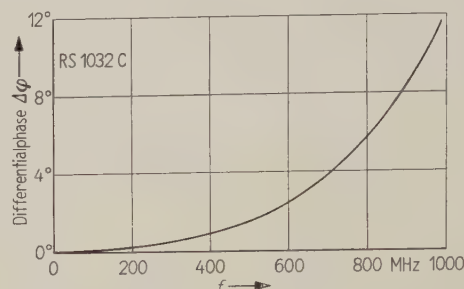


Bild 11. Die Differentialphase im Auskoppelkreis.

Bild 11 zeigt die Differentialphase im Auskoppelkreis der Tetrode RS1032C bei der im Abschnitt 3 durchgerechneten Einstellung. Hierbei bedeutet $\Delta\varphi$ die Phasenverschiebung der Grundwellen der Anodeninfluenzströme zwischen den Aussteuergraden Weißpegel und Schwarzpegel. Der Weißpegel ist nacheilend.

Schrifttum

- [1] HÜLSTER, F., Beitrag zur Theorie der Sendetetroden bei endlichen Elektronenlaufzeiten. A. E. Ü. 9 [1955], 207–220.
- [2] KLEEN, W., Neue gittergesteuerte Röhren für UHF-Fernsehsender. A. E. Ü. 13 [1959], 467–474.

BUCHBESPRECHUNG

L. Collatz, Differentialgleichungen für Ingenieure; 2. neu bearbeitete und erweiterte Auflage. B. G. Teubner Verlagsges., Stuttgart 1960, 197 Seiten, 115 Bilder, DIN A 5, Ganzleinen DM 21,60.

Während die erste Auflage eine genaue Wiedergabe der Vorlesungen war, die der Verfasser im Wintersemester 1945/46 an der Technischen Hochschule Hannover gehalten hat, ist in der zweiten Auflage eine Reihe von Gebieten dazugekommen, die für den Ingenieur und Physiker heute von Wichtigkeit sind. Da das Buch Ingenieuren und Physikern bei ihrer Arbeit nützen will, ist die Darstellung bei stets gewahrter Strenge und Exaktheit immer darauf bedacht, anschaulich zu sein und auf die Anwendungsgebiete Rücksicht zu nehmen.

Ein Viertel des ganzen Buches, das I. Kapitel, ist der gewöhnlichen Differentialgleichung erster Ordnung gewidmet. Nach den einfachsten integrierbaren Typen und vorbereitenden Ausführungen zur Existenz- und Eindeutigkeitsfrage wird der allgemeine Existenz- und Eindeutigkeitsatz (bei Beschränkung auf ein System von zwei Differentialgleichungen) gebracht und gezeigt, wie man einer Differentialgleichung n -ter Ordnung ein System von n Differentialgleichungen erster Ordnung zuordnen und den Satz dann darauf anwenden kann. Sehr schön klar ist der sich daran anschließende Abschnitt über „Singuläre Linienelemente“.

Das zweite Viertel des Buches, Kapitel II, befaßt sich mit gewöhnlichen Differentialgleichungen höherer Ordnung. Nach Behandlung einiger Typen von nichtlinearen Differentialgleichungen werden alle grundlegenden Fragen und Sätze über lineare Differentialgleichungen gebracht, wobei den Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten und der Eulerschen Differentialgleichung fast der halbe Raum dieses Kapitels gewidmet ist. Systeme linearer Differentialgleichungen schließen dieses Kapitel ab.

Im Kapitel III, das Rand-, insbesondere Eigenwertaufgaben behandelt, wird zuerst sehr sauber zwischen Anfangswertaufgaben und Randwertaufgaben unterschieden; die Unterscheidung von Randwertaufgaben erster, zweiter und dritter Art wird eingeführt und dann werden Beispiele für lineare und nichtlineare Randwertaufgaben angegeben. Es folgen die Lösung von Randwertaufgaben mit Hilfe der Greenschen Funktion, die nach Anführung einfacher Beispiele dann allgemein definiert wird. Beispiele von Eigenwertaufgaben und einige einfache Begriffe und Sätze aus der Theorie der Eigenfunktionen werden zum Teil ohne Beweis dargeboten. Aufgaben zum Kapitel II und III schließen diesen Teil III ab.

Der Teil IV bringt einige spezielle Differentialgleichungen, mit deren Hilfe Einblicke in die Theorie der Legendreschen Kugelfunktionen, Besselschen Funktionen und der hypergeometrischen Funktion geboten werden.

Im Teil V (Ergänzungen) werden noch die allgemeinen Lösungen linearer partieller Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten, die Randwertaufgabe der Potentialtheorie und einige Näherungsverfahren zur Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen besprochen.

Ein vierseitiges Sachverzeichnis schließt das Buch ab, das einen wertvollen und geglückten Versuch darstellt, auf ziemlich knappem Raum eine Einführung zu geben. Für eine Neuauflage wäre es gerade für die Physiker wertvoll, wenn auch noch kurz auf die Eigenwertaufgaben der Quantenphysik eingegangen werden könnte, selbst wenn dann der Umfang des Buches etwas größer werden würde.

Ausstattung und Druck des Buches sind vorzüglich, die Darstellung ist bei aller Knappheit stets exakt und streng, so daß das Buch jedem Ingenieur und Physiker empfohlen werden kann, zumal für weitere und tiefer gehende Studien stets auf weiterführende größere Werke hingewiesen wird.

A. THOMA

Minimale Rauschzahl des Negativwiderstand-Verstärkers mit Esaki-Dioden

Von MARTIN MÜLLER, Pforzheim

Mitteilung der Standard Elektrik Lorenz AG

(A. E. Ü. 14 [1960], 499—502; eingegangen am 10. August 1960)

DK 621.375.4

Leistungsgewinn und Rauschzahl von zwei verschiedenen Schaltungstypen von Verstärkern mit Esaki-Dioden werden allgemein berechnet. Für den nichtreziproken (einstufigen) Verstärker gibt es ein schaltungstechnisches Rauschminimum, welches bestimmt wird. Das Ergebnis wird auf mehrstufige Verstärker ausgedehnt. Als realisierbarer Wert wird etwa 5 dB Rauschzahl für hoch verstärkende ein- und auch mehrstufige Verstärker erhalten.

Power gain and noise figure of two different circuit types of amplifiers with Esaki diodes are calculated in general terms. For the non-reciprocal (single-stage) amplifier a noise minimum exists if the circuit is suitably proportioned; it is determined. The result is extended to cover multi-stage amplifiers. A noise figure of about 5 dB can be realized for high-gain amplifiers with one or several stages.

1. Einleitung

Die Existenz von elektrischen Anordnungen mit Strom-Spannungskennlinien, die abschnittsweise negative Steigungen besitzen und daher als Negativwiderstände anzusprechen sind, ist nahezu so lange bekannt, wie es eine Lehre von der fließenden Elektrizität überhaupt gibt. Auch die Erkenntnis, daß man damit Schwingungen erzeugen oder verstärken kann, ist schon sehr alt (Literatursammlung in [1]). Dennoch wurden Elemente mit dieser Eigenschaft bis vor kurzem technisch kaum angewendet, wohl weil andere, zwar an sich kompliziertere, aber wenigstens bei den bisher interessierenden Frequenzen leichter zu beherrschende Mittel zur Erzielung des gleichen Resultats zur Verfügung standen.

Mit dem Eindringen der Festkörperphysik in die elektrische Nachrichtentechnik, insbesondere deren hohe und höchste Frequenzgebiete, gewinnen Elemente mit Negativwiderstandscharakter zunehmend an Bedeutung. Der sogenannte Maser und der parametrische Verstärker zählen dazu. Bei beiden Anordnungen muß das aktive Element mit einer höheren Frequenz „gepumpt“ werden, um bei der Signalfrequenz als zum Verstärken benützbarer Negativwiderstand zu erscheinen. Der Aufwand, den die höherfrequente Pumpe mit sich bringt, wird bei diesen Verstärkern durch sehr niedrige Rauschzahlen aufgewogen, die mit dem Maser bei Abkühlung auf Tieftemperaturen, mit der parametrischen Diode im Betrieb hinreichend weit unterhalb der Grenzfrequenz bereits bei Zimmertemperatur erreicht werden.

Ein Negativwiderstand noch einfacherer Form ist die erst in jüngster Zeit bekannt gewordene Esaki- oder Tunneldiode [2]. Sie bedarf zur Überführung in einen Negativwiderstand allein einer vorspannungserzeugenden Batterie und läßt — allerdings nur für sehr geringe Signalleistungen [3] — Anwendbarkeit bis zu den Frequenzen des klassischen Mikrowellenbereichs erwarten [7].

Das Rauschverhalten dieses neuen, außerordentlich einfachen Elements ist daher von großer Be-

deutung und wurde auch bereits in Arbeiten von K. K. N. CHANG [4], [5] (RCA) und von M. E. HINES und W. W. ANDERSON [6] (Bell) untersucht. Während CHANG für die Zweitor-(Vierpol-)schaltung (siehe unten) das Rauschminimum über der Betriebsspannung theoretisch ermittelt, welches sich auch an einem fertigen Verstärker leicht durch einen Vorspannungsregler einstellen ließe, wird in [6] das wichtigere schaltungstechnische Rauschminimum gesucht. Eine gewisse Voraussetzung dieser Behandlung erscheint aber unzutreffend und das Ergebnis, welches auf eine erhebliche Unterlegenheit des Zweitorverstärkers (siehe unten) hindeutet, somit fraglich.

Im folgenden soll daher dieses Problem in seiner Gesamtheit neu dargestellt und zu den entsprechenden Schlußfolgerungen geführt werden, welches insbesondere durch den Aufbau der Rechnung auf die wirklich unabhängigen Variablen erleichtert werden soll.

2. Mehrstufige Verstärkungsschaltungen mit Negativwiderständen

Der Negativwiderstand ist, ebenso wie sein positives Gegenstück, ein reines Eintor (= Zweipol), bei welchem eine Kettenschaltung immer nur auf eine Serien- oder Parallelschaltung und damit, linear (d. i. kleinsignalmäßig) betrachtet, auf eine bloße Transformation hinausläuft. Er ist daher auch notwendig reziprok, eine Eigenschaft, die bisweilen an sich nichtreziproken Verstärkern für bestimmte Anwendungen künstlich verliehen werden muß. Für mehrstufige Verstärker ist die Nichtreziprozität aber Voraussetzung, die demnach beim Negativwiderstand-Verstärker durch Zwischenschaltung nichtreziproker Elemente erst künstlich erzeugt werden muß.

Als solche nichtreziproken Zwischenelemente eignen sich: Der Wellenisolator (Richtungs- oder Einwegleitung) und der Zirkulator, und je nach Art des Zwischenelements ergibt sich der Unterschied zwischen Zwei- und Eintorschaltungen des Negativ-

elements, worauf oben schon hingewiesen wurde. Bild 1 zeigt die Zweitorschaltung mit Wellenisolatoren und Transformatoren mit je zwei Freiheitsgraden, Bild 2 die Eintorschaltung mit Zirkulatoren und Transformatoren mit je einem Freiheitsgrad. Das Schaltzeichen als verdrehter Widerstand soll den Negativwiderstand bedeuten, welcher, durch die Teilausfüllung angedeutet, auch positive Anteile enthalten soll.

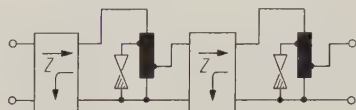


Bild 1. Verstärkerschaltung aus mehreren, durch Wellenisolatoren getrennten Negativwiderständen.

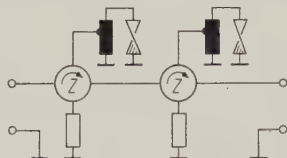


Bild 2. Mehrstufiger Negativwiderstand-Verstärker mit Zirkulatortrennung.

In beiden Fällen ergibt sich die Gesamtverstärkung der Kettenschaltung als das Produkt der Gliedverstärkungen, die demnach zunächst ermittelt werden müssen.

3. Leistungsgewinn einer Verstärkerstufe

Bild 3 zeigt das Ersatzschaltbild einer Stufe des Zweitörverstärkers, Bild 4 das des Eintörverstärkers. Obwohl bei der Esaki-Diode die Verluste als Serienwiderstand auftreten und auch der Verbraucher beim Dynatron in Serie geschaltet werden muß [1], wurden Parallelersatzschaltbilder gewählt, um den Anschluß an das in der Literatur übliche zu wahren. Auf das Ergebnis hat dies nur einen formalen Einfluß, der dort, wo normiert wird, völlig entfällt.

Es wird nicht, wie es an sich naheliegend ist, auf den Leitungswellenwiderstand, sondern auf den

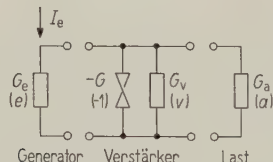


Bild 3. Einzelstufe der Zweitorschaltung.

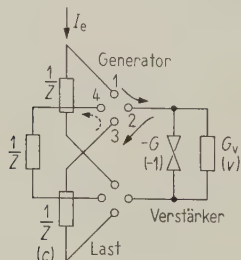


Bild 4. Einzelstufe der Eintorschaltung.

Negativleitwert $-G$ normiert, welcher mit seinen Verlusten vorgegeben ist. Die ein- und ausgangseitig angeschlossenen Leitwerte G_e und G_a sind über die Transformatoren der Bilder 1 und 2 beliebig einstellbar. Die normierten Größen lauten

$$v = \frac{G_v}{G}, \quad e = \frac{G_e}{G}, \quad a = \frac{G_a}{G}, \quad c = \frac{1}{ZG}. \quad (1)$$

Die Leistungsverstärkung g ist definiert als das Verhältnis der im Abschlußleitwert auftretenden zu der aus dem Generatorleitwert (durch eine positive Last) entnehmbaren Leistung. Mit der Einströmung I_e ist für Bild 3

$$N_{a, II} = \frac{I_e^2}{G_{ges}^2} G_a, \quad N_{e0, II} = \frac{(I_e/2)^2}{G_e}, \quad (2)$$

folglich ist die Verstärkung von e nach a unter Verwendung der Normierungen nach Gl. (1)

$$g_{e,a} = \frac{4ea}{[e + a - (1-v)]^2} \quad (3)$$

identisch mit derjenigen von a nach e (Vertauschung von e und a), wie es für ein reziprokes Element sein muß. Gl. (3) macht deutlich, daß es sich um einen Rückkoppelverstärker handelt, dessen Gewinn bis zur Instabilität $g \rightarrow \infty$ beliebig gewählt werden kann.

Ebenso geht aus Gl. (3) hervor, daß es für einen durch $-(1-v)$ gegebenen Negativwiderstand eine unendliche Mannigfaltigkeit von Verstärkern gleichen Gewinns g gibt, die sich nur durch Transformatoreinstellungen e und a unterscheiden. Dieser Freiheitsgrad kann zur Erfüllung anderer Bedingungen ausgenutzt werden, z. B. Einstellung auf minimale Rauschzahl, falls ein solches Minimum existiert. Legt man diesen Freiheitsgrad in die Eingangsanpassung e , so wird die Ausgangsanpassung a aus Gl. (3) determiniert durch

$$a = (1-v) - e \left(1 - \frac{2}{g_{II}} \right) + 2 \sqrt{\frac{e}{g_{II}}} \sqrt{(1-v) - e \left(1 - \frac{1}{g_{II}} \right)}. \quad (4)$$

Bei der Eintorschaltung mit Zirkulator sind Generator- und Verbraucherleitwert grundsätzlich gleich. Eine Leistungsübertragung von Arm 1 nach Arm 3 findet nur über den Reflexionsfaktor des Abschlusses von Arm 2 statt, dessen Quadrat demnach gleich dem Leistungsgewinn der Eintorschaltung ist:

$$g_I = \left[\frac{c + (1-v)}{c - (1-v)} \right]^2. \quad (5)$$

Gibt man sich den Negativwiderstand und eine gewünschte Verstärkung vor, so ist die Widerstandsübersetzung des Transformators von Bild 2 so zu wählen, wie sich durch Auflösung von Gl. (5) nach c ergibt:

$$c = (1-v) \frac{1 + \frac{1}{\sqrt{g_I}}}{1 - \frac{1}{\sqrt{g_I}}} \quad (6)$$

ohne einen weiteren Freiheitsgrad.

4. Die Rauschzahl einer Verstärkerstufe

Es kann als gesichert unterstellt werden, daß das Rauschen des Negativwiderstandes in der Esaki-Diode reines Schrotrauschen ist [5], für dessen Rauschstromquadrat bekanntlich

$$I_{\text{Schr}}^2 = 2 q_0 I_0 \Delta f \quad (7)$$

gilt, wobei q_0 die Elementarladung und I_0 der fließende Gleichstrom sind. Die Proportionalität zur Bandbreite Δf zeigt, daß es sich um weißes Rauschen handelt.

Ferner tritt, von beteiligten positiven Leitwerten herrührend, Nyquistsches Widerstandsrauschen auf, dessen Rauschstromquadrat lautet

$$I_{\text{R,Ny}}^2 = 4 k T_0 \Delta f G_v, \quad (8)$$

wobei k die Boltzmannsche Konstante und T_0 die Temperatur des Widerstands vom Leitwert G_v bedeuten.

Die Ströme (7) und (8) speisen jeweils an den Anschlußpunkten der betreffenden Schaltelemente in die Schaltungen ein und verteilen sich nach den Kirchhoffschen Gesetzen. Als die in einem Widerstand umgesetzte Rauschleistung wird jeweils nur der wieder einströmende Anteil gerechnet.

Die reduzierte Rauschzahl $F - 1$ eines Verstärkers mit dem Leistungsgewinn g ist definiert als das Verhältnis des aus dem Verstärker selbst stammenden Anteils der im Abschlußwiderstand umgesetzten Rauschleistung zum g -fachen von $1 k T_0 \Delta f$. Die Rauschanteile aus dem Generator-Innenwiderstand sind also definitionsgemäß nicht mit einzubeziehen, hingegen wohl diejenigen aus dem Verbraucherwiderstand selbst (soweit er vorhanden ist).

Mit diesen Definitionen kann an die Berechnung der Rauschzahlen der beiden Negativwiderstand-Verstärkerschaltungen gegangen werden. Bei der Zweitorschaltung nach Bild 3 sind die Anteile aus G_v , $-G$ und G_a zu berücksichtigen, welche alle auf G_{ges} einspeisen. Unter Verwendung von Gl. (7), zweimal Gl. (8) und Gl. (3) und der weiteren Normierung

$$s = \frac{q_0 I_0}{2 k T_0 G} \quad (9)$$

erhält man

$$(F - 1)_{\text{II}} = \frac{s + v + a}{e}. \quad (10)$$

Bei der Eintorschaltung nach Bild 4 speisen die Rauschströme aus G_v und $-G$ auf die Parallelschaltung ihrer eigenen Werte nur mit dem Lastwiderstand, der Rauschstrom aus diesem in die Parallelschaltung mit dem Wellenwiderstand (vierter Zirkulatorarm) ein. Die Rauschleistung im Abschlußwiderstand 3 ist also

$$N_{\text{R},3} = \frac{I_{\text{Schr}}^2 + I_{\text{R,Ny},v}^2}{\left(-G + G_v + \frac{1}{Z}\right)^2} \frac{1}{Z} + 1 k T_0 \Delta f \quad (11)$$

und demnach die Rauschzahl unter Verwendung von Gl. (5) und (9)

$$(F - 1)_{\text{I}} = \frac{4c(s + v)}{[c + (1 - v)]^2} + \frac{1}{g}. \quad (12)$$

Unter Verwendung von Gl. (6) läßt sich c aus Gl. (12) eliminieren und man erhält $F - 1$ als Funktion der Unabhängigen s , v und g

$$(F - 1)_{\text{I}} = \frac{s + v}{1 - v} \left(1 - \frac{1}{g}\right) + \frac{1}{g}. \quad (12a)$$

5. Minimale Rauschzahl des Zweitorverstärkers

In gleicher Weise wie Gl. (12) kann unter Verwendung von Gl. (4) die Rauschzahl des Zweitorverstärkers auf unabhängige Veränderliche umgerechnet werden. Man erhält

$$(F - 1)_{\text{II}} = \quad (10a)$$

$$= \frac{s + 1}{e} - \left(1 - \frac{2}{g}\right) + \frac{2}{\sqrt{g}} \sqrt{\frac{1 - v}{e} - \left(1 - \frac{1}{g}\right)}.$$

Diese Funktion nimmt mit wachsendem e monoton ab und hat ihren minimalen reellen Wert an der Stelle, wo die Wurzel Null wird, bei

$$e_{\text{opt}} = \frac{1 - v}{1 - \frac{1}{g}}. \quad (13)$$

Mit Gl. (4) ergibt sich dazu der optimale Abschlußleitwert normiert zu

$$a_{\text{opt}} = \frac{1 - v}{g - 1}. \quad (14)$$

Das Einsetzen von Gl. (13) und Gl. (14) in Gl. (10) liefert die minimale Rauschzahl des Zweitorverstärkers zu

$$(F - 1)_{\text{II}, \min} = \frac{s + v}{1 - v} \left(1 - \frac{1}{g}\right) + \frac{1}{g} \quad (15)$$

identisch mit der des Eintorverstärkers (nicht nur für sehr große, sondern für beliebige Verstärkungsfaktoren g).

Da die Leitwerte G_e und G_a wegen der Parallelschaltung an der selben Spannung liegen, ist die in ihnen umgesetzte Leistung proportional dem Leitwert. Aus den Gl. (10a), (13) und (14) ergibt sich damit die paradox erscheinende Tatsache, daß man umso mehr Signalleistung im Generatorinnenwiderstand eigentlich nutzlos „verheizen“ muß, je bessere Rauschzahl und je höhere Verstärkung man anstrebt. Dies ist jedoch eine ähnliche Erscheinung, wie sie bei der „Rauschanpassung“ spannungssteuerter Röhren mit rauschendem Eingangswiderstand und einer kleinen Zusatzrauschquelle auftritt.

Addiert man zu den Gl. (13) und (14) je $-(1 - v)$ hinzu, so erhält man die normierten Ein- und Ausgangsleitwerte ε und α des Verstärkers bei optimaler Rauschanpassung. Sie lauten

$$\alpha = \frac{1 - v}{g - 1}, \quad (16)$$

$$\varepsilon = -(1 - v) \left(1 - \frac{1}{g - 1}\right). \quad (17)$$

Man sieht, daß für optimales Rauschverhalten der Verstärker ausgangsseitig angepaßt, eingangsseitig aber weit ins Negative hinein fehlangepaßt werden muß.

6. Die Rauschzahl mehrstufiger Verstärker

Für die Gesamtrauschzahl eines mehrstufigen Verstärkers vom Stufengewinn g_v und der reduzierten Stufenrauschzahl $F_v - 1$ gilt

$$F_{\text{ges}} - 1 = F_1 - 1 + \frac{F_2 - 1}{g_1} + \dots + \frac{F_n - 1}{g_1 \dots g_{n-1}}.$$

Wenn alle F_v und alle g_v einander gleich sind, erhält man

$$F_{\text{ges}} - 1 = (F - 1) \frac{1 - \frac{1}{g_{\text{ges}}}}{1 - \frac{1}{g}} \rightarrow \frac{F - 1}{1 - \frac{1}{g}} \quad \text{für } g_{\text{ges}} \rightarrow \infty. \quad (18)$$

Bei Kettenschaltungen von Verstärkern nach Bild 3 oder Bild 4 entfällt jeweils der Abschlußwiderstand (bis auf den letzten); er wird im Eintorfall durch den Eingangsarm des nächsten Zirkulators, im Zweitortfall durch eine Einwegleitung ersetzt, wie die Bilder 1 und 2 zeigen. Ob dabei auch der Rauschbeitrag der Zwischenabschlußwiderstände verschwindet, ist für den idealen Zirkulatorfall relativ leicht zu bejahen, und entspricht (bis auf Berücksichtigung des letzten Abschlußwiderstandes) dem Ergebnis von [6]. Es muß jedoch ebenso für den Isolatorfall gelten, weil der Wellenisolator nichts anderes ist als ein „Zirkulator mit eingebautem dritten Arm“. Nach vorwärts entsendet der Isolator sicherlich ebenso wie der Zirkulator nur die den geringen Vorwärtsverlusten entsprechende Rauschleistung. Auch wenn entgegen der Ausbreitungsrichtung des Isolators Rauschleistung entsandt wird, unterscheidet sich dies in keiner Weise vom Zirkulator, weil in beiden Fällen eine Rückwärtsrauschwelle auf Anpassung einspeist und nicht wieder nach vorn reflektiert wird.

Gl. (12a) oder Gl. (15) kann demnach in Gl. (18) eingesetzt werden, um als Gesamtrauschzahl für einen vielstufigen Esaki-Diodenverstärker sowohl in Eintor-(Zirkulator) als auch in der aufbautechnisch günstigeren Zweitort-(Isolator)-schaltung

$$F_{\text{ges}} - 1 = \frac{s + v}{1 - v} \left(1 - \frac{1}{g_{\text{ges}}} \right) + \frac{1}{g_{\text{ges}}} \approx \frac{s + v}{1 - v} \quad \text{für } g_{\text{ges}} > 100 \quad (19)$$

zu liefern. Dieses Ergebnis stimmt für beide Fälle genau mit der Rauschzahl eines einstufigen Verstärkers gleichen Gewinns überein. Auch bei beschränktem Verstärkungs-Bandbreitenprodukt des Einzelverstärkers lassen sich daher gute Rauschzahl und ausreichende Bandbreite bei beliebiger Verstärkung kombinieren.

7. Rauscharme Esaki-Diode

Gl. (19) zeigt, daß für eine möglichst niedrige Rauschzahl — außer den genannten schaltungs-technischen Maßnahmen — Esaki-Dioden mit möglichst kleinem Schottrauschverhältnis s und kleinem bezogenen Verlustwiderstand v verwendet werden müssen.

Setzt man entsprechend [7] in s nach Gl. (9)

$$I_0 = \frac{\Delta I}{2} \quad \text{und} \quad G = \frac{\Delta I}{0,4 \Delta U} \quad (20), (21)$$

und die Konstanten $\frac{q_0}{2 k T_0} = 20 \frac{1}{\text{Volt}}$ ein, so erhält man

$$s = 4 \Delta U / \text{Volt}, \quad (22)$$

wobei ΔU den Spannungsbereich negativer Steigung der I - U -Kennlinie bedeutet. Gl. (20) setzt $I_T \ll I_H$ [7] voraus.

Die aus dem Rauschverhalten herzuleitenden Forderungen an das Schaltelement Esaki-Diode widersprechen also leider etwas denjenigen aus anderen Anwendungszwecken. Während man aus Leistungs- und Stromversorgungsgründen ΔU möglichst groß wünscht und nach Materialien mit wesentlich größerem Bandabstand, wie z. B. GaAs, sucht, ist für Rauscharmut der kleinstmögliche Bandabstand am günstigsten und daher Germanium vorzuziehen. In [7] wurde hergeleitet, daß für eine gegebene Grenzfrequenz die günstigste Dimensionierung bei $\eta = 1$, d. i. gleichbedeutend mit $v = 0,5$, erreicht wird. Verkleinerung von v führt notwendig auf hochohmigere Negativwiderstände und damit zu noch weiterer Verkleinerung des Halbleiterkörpers. Immerhin dürften realisierbare Zahlenwerte $v = 0,25$ und $\Delta U = 0,3 \text{ V}$ sein. Sie führen auf

$$F_{\text{min}} = 1 + \frac{1,45}{0,75} = 3 \quad \text{oder} \quad 5 \text{ dB}$$

für den Verstärker mit Esaki-Dioden. Dieser bisher einzige völlig röhrenlose Verstärker, der auch für den Mikrowellenbereich brauchbar erscheint, läßt somit eine Rauschzahl erwarten, die durchaus vergleichbar mit den besten bekanntgewordenen Werten rauscharmer Höchstfrequenzverstärkerröhren ist.

Schrifttum

- [1] URTEL, R., Erzeugung von Schwingungen mit wesentlich nichtlinearen negativen Widerständen. Nachrichtentech. Fachber. **13** [1958].
- [2] ESAKI, L., New phenomenon in germanium pn-junction. Phys. Rev. **109** [1958], 603.
- [3] SOMMERS, H. S., Tunnel diodes as high-frequency devices. Proc. Inst. Radio Engrs. **47** [1959], 1201–1206.
- [4] CHANG, K. K. N., Low noise tunnel-diode amplifiers. Proc. Inst. Radio Engrs. **47** [1959], 1268–1269.
- [5] CHANG, K. K. N., The optimum noise performance of tunnel diode amplifiers. Proc. Inst. Radio Engrs. **48** [1960], 107–108.
- [6] HINES, M. E. und ANDERSON, W. W., Noise performance theory of Esaki (tunnel) diode amplifiers. Proc. Inst. Radio Engrs. **48** [1960], 789.
- [7] MÜLLER, M., Betrachtungen zur Grenzfrequenz der Esakioden. Nachrichtentech. Z., im Druck.

Aktive Hochfrequenzspektrometer für ionosphärische Echolotung

IV. Numerische Registrierung von Laufzeitwerten*

VON EWALD HARNISCHMACHER und HERBERT PORSCHE

Ionosphären-Institut Breisach im Fernmeldetechnischen Zentralamt der Deutschen Bundespost

(A.E.Ü. 14 [1960], 503–507; eingegangen am 27. September 1960)

DK 551.508.96

Es wurde ein automatisches Gerät für die numerische Bestimmung von Echohöhen entwickelt. Die Impulszeit-Verzögerung wird in einem binären Ausdruck gemessen, das Ergebnis wird in eine Dezimalzahl konvertiert und schließlich von einem Fernschreiber einem Papierstreifen aufgedruckt und eingestanz.

An automatic apparatus for the numerical determination of echo heights has been developed. The pulse time delay is measured in a binary code, the result is converted into a decimal number and finally printed out and perforated by a Telex paper tape recorder.

Einleitung

Die Echohöhe ist in vielen Anwendungen des Radarprinzips eine entscheidende Meßgröße. Die hier beschriebene Anlage wurde speziell für ein ionosphärisches Echolotungsgerät entwickelt, ist aber grundsätzlich auch für andere Anwendungen geeignet: Zur Bestimmung der scheinbaren Höhe einer ionosphärischen Schicht registriert man in der Regel das Echo eines von der Ionosonde emittierten Sendeimpulses durch Helligkeitssteuerung einer Oszillographenröhre. Die Ablenkung in vertikaler Richtung ergibt die Koordinate der scheinbaren Höhe, während die langsame horizontale Ablenkung logarithmisch oder linear mit der Frequenz geht.

Das Leuchtschirmbild wird photographiert und auf diese Weise werden die bekannten Ionogramme als h', f -Registrierungen erhalten. Zur Auswertung dieser Ionogramme wird üblicherweise der Film auf einen Schirm projiziert. Dann wird Punkt für Punkt die scheinbare Höhe in Abhängigkeit von der Frequenz als Abstand zwischen Bodenwelle (direkt registrierter Sendeimpuls) und Echo gemessen. Auf diese Weise ist die Auswertung langwierig und erfordert für die laufenden Routine-Beobachtungen einen erheblichen Personalaufwand. Eine Reihe von Fehlern und Irrtümern muß dabei in Kauf genommen werden.

1. Automatisierung der h', f -Auswertung

Die Automatisierung der h', f -Auswertung, nach Möglichkeit bis zur Bestimmung der wahren Reflexionshöhe, vermeidet den Umweg über den Film und spart Arbeitskräfte. Möglicherweise muß dabei eine Verringerung des Informationsgehaltes in Kauf genommen werden. Die typischen Irrtümer eines solchen Geräts sind sicher anders und systematischer als die von Menschen hereingetragenen.

1.1. Gliederung

Die apparative Lösung dieses Problems läßt sich in mehrere Teilprobleme gliedern:

1. automatische Steuerung der Ionosonde,
2. Trennung des Informationsgutes vom Störpegel,

3. Trennung der ordentlichen und außerordentlichen Echokomponente und des einfachen Echos von den mehrfachen,
4. Entwicklung eines Registrierverfahrens, unabhängig von der Oszillographenröhre, das nicht erst einen Kurvenzug, sondern sofort Zahlenwerte liefert,
5. Entwicklung eines Gerätes, welches die scheinbare Höhe automatisch in die wahre Reflexionshöhe umrechnet.

Die vorliegende Arbeit behandelt eine Lösung des Teilproblems 4.

2. Messung der Echolaufzeit

2.1. Schaltprinzip

Zur Umwandlung der Echolaufzeit in einen numerischen Wert wird ein bistabiler Multivibrator („Flip-Flop“) benutzt, der von der vorderen (ansteigenden) Flanke des Sendeimpulses geöffnet und von der vorderen Flanke des ersten Echoimpulses geschlossen wird. Die Öffnungszeit ist daher der Laufzeit des Echos proportional. Ein künstlicher Kontrollimpuls, kurz vor dem nächsten Sendezeichen, sorgt dafür, daß jedenfalls rechtzeitig vor der nächsten Messung geschlossen wird, selbst wenn kein Echozeichen ausreichender Amplitude auftrat.

2.2. Impulszählung

Die Zeitmessung wird mit Hilfe eines 150-kHz-Oszillators nach dem Start-Stop-Prinzip vorgenommen. Bei Öffnung des erwähnten Multivibrators schwingt der Oszillator an; die sinusförmige Schwingung wird durch Differenzieren und Begrenzen in eine Folge von 150-kHz-Zählimpulsen umgewandelt. Die Anzahl dieser Impulse wird dadurch gezählt, daß eine duale Flip-Flop-Kette mit 10 Stufen damit angefüllt wird.

* Die Arbeit wurde ermöglicht durch eine Forschungsbeihilfe des Bundesministeriums für Wirtschaft, Nr. A 190. Ein Teil der Arbeiten für den Impuls-Laufzeit-Umsetzer wurde im Rahmen eines Forschungsauftrages der US Airforce ausgeführt, Kontrakt Nr. AF 61 (052)–81.

2.3. Fehlergrenzen

Die Genauigkeit dieser Anordnung ist gut, da das Anschwingen recht genau reproduzierbar erfolgt. Jedoch steigt die Schwingungsamplitude nicht schnell genug an, so daß die ersten Zählimpulse nicht ausreichend groß werden und bei der Zählung verloren gehen. Dieser Fehler kann nach Eichung mit einem Zeitnormal korrigiert werden. Er wird vermieden, wenn der Oszillator durchschwingt; dabei tritt dann allerdings eine Phasenunsicherheit ein, die zur Folge hat, daß die Messung nur auf 1 km genau werden kann. Wird die Impulsfolgefrequenz von einer Quarzuhr geliefert, so sind beide Fehler vermeidbar, wenn von der gleichen Quarzuhr eine phasenstarke 150-kHz-Impulsfolge geliefert wird.

3. Dual-Dezimal-Konverter

Die Stellung der Flip-Flop-Kette gibt direkt, allerdings in dualer Verschlüsselung, die scheinbare Reflexionshöhe in km an. Damit man die Zahlen bequem weiterverarbeiten und auswerten kann, müssen sie in die dezimale Form überführt und automatisch aufgeschrieben werden. Hierzu ist ein Dual-Dezimal-Konverter erforderlich.

3.1. Die Impulsfolge

Bei der Planung mußte überlegt werden, ob ein digitaler Konverter günstiger als Parallel- oder als Serienwerk gebaut werden soll. Wir entschieden

uns für ein parallel arbeitendes Gerät, weil der Zeitaufwand für die Konvertierung einer Zahl hierbei wesentlich geringer ist als bei einer Serien-Maschine. Die Stellenzahl ist durch die 150-kHz-Impulsfolge des an die Ionosonde angeschlossenen Zählers vorgegeben. Als Impulsfolgefrequenz für die Konvertierung wurde 1 kHz gewählt. Diese Frequenz ist die Grundfrequenz unserer Quarzuhr und wird von dort entnommen. Dadurch läuft die Konvertierung auch synchron mit den Sendepulsen der Ionosonde, weil die 33-Hz-Impulsfolgefrequenz dieser Sendepulse eine Tochterfrequenz der 1000 Hz ist. Lediglich das Endglied der Konvertierung, der Fernschreiber, fällt aus dem Rahmen, weil er eine 50-Hz-Impulsfolge benötigt. Um möglichst gute Anpassung zu gewährleisten, wird diese Frequenz nicht dem Netz entnommen, sondern ebenfalls durch Frequenzteilung aus den 1000 Hz erzeugt. Die Schaltung könnte grundsätzlich auch mit höherer Grundfrequenz betrieben werden, das ist jedoch im vorliegenden Fall nicht erforderlich.

3.2. Prinzipieller Aufbau des Gerätes

Bild 1 zeigt das Prinzipschaltbild für den Rechenablauf bei der Konvertierung.

3.2.1. Der Konvertierungsprozeß

Zu Beginn wird durch einen Anfangsimpuls der Flip-Flop FF11, auf „Ein“ geschaltet. Dabei wird gleichzeitig der Speicherinhalt F_1 bis F_{10} gelöscht.

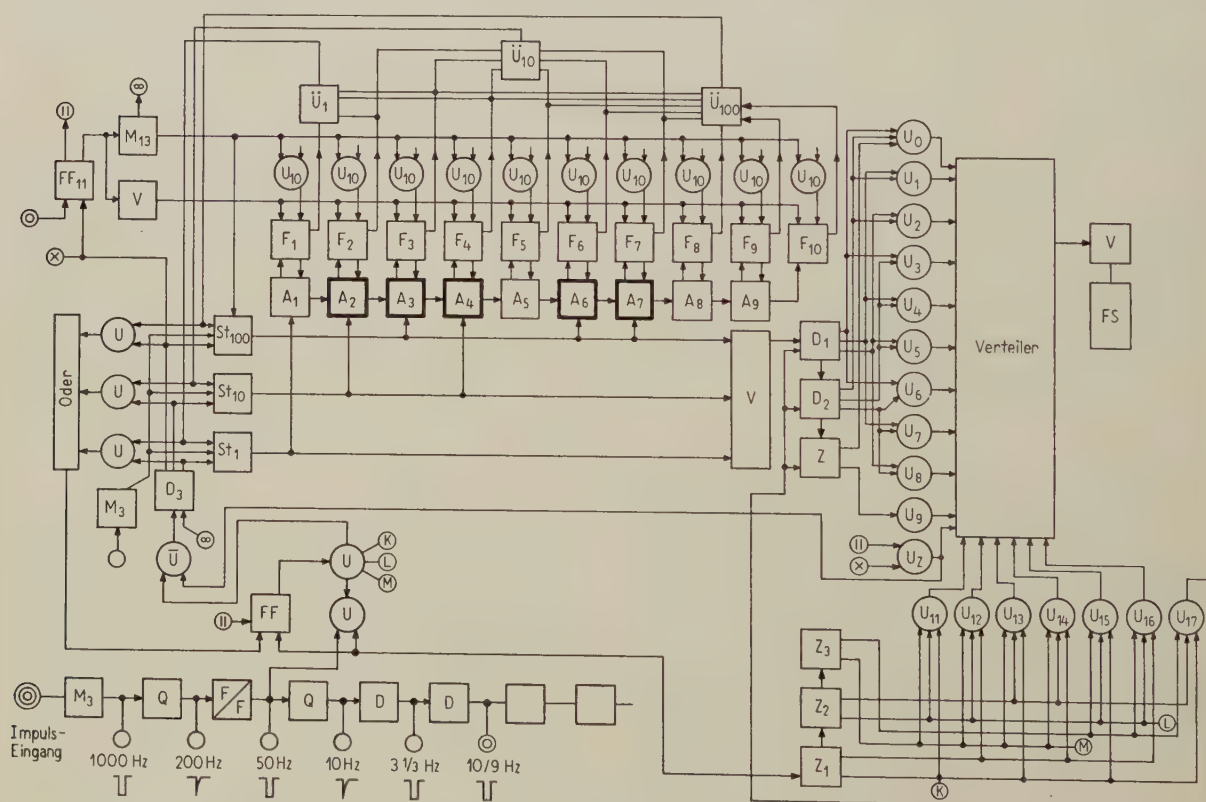


Bild 1. Blockschaltbild des Dual-Dezimal-Konverters.

A Addierglied, D Dreiertakt, F Rechen- und Speicher-Flip-Flop, FF Schalt-Flip-Flop, FS Fernschreiber, M monostabiler Multivibrator, Q Fünfertakt, St Steuerglied für die Impulsverteilung, U Und-Glied, \bar{U} Nicht-Und-Glied, \bar{U} Übertrag-Schranke, V Verstärker, Z Zweiertakt-Zählglied (Flip-Flop).

Eine zweite Leitung verzögert über das Impulsverzögerungsglied M_{13} den Impuls, bis die Löschung beendet ist. Dann öffnet der Impuls die *Und*-Gliederkette U_{10} . Dadurch wird die Verbindung zwischen Ionosonde und dem Speicher F_1 bis F_{10} hergestellt und die in der Flip-Flop-Kette des Impulszählers (siehe Abschnitt 2.2) gespeicherte Zahl in den Dual-Dezimal-Konverter übertragen (Bild 1, kurze Pfeile

hinter der Zählerkette $D_1 D_2 Z$ offen ist, läßt der Verteiler gerade die Strom/Nichtstrom-Folge zum Fernschreiber gelangen, die zu einer Loch/kein-Loch-Kombination entsprechend der gewünschten Ziffer im Papierstreifen und zum Abdruck dieser Ziffer führt. Nach der Löschung des Zählers $D_1 D_2 Z$ und Umschaltung des Dreiertaktes D_3 ist die Abtastung der dekadischen 100er Stelle ausgeführt.

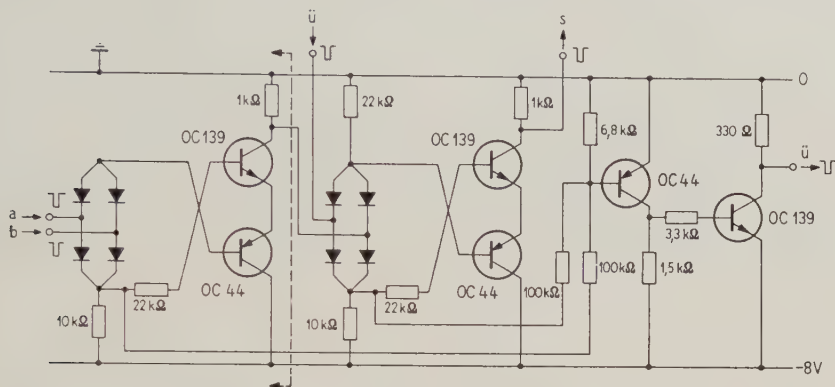


Bild 2. Vollständiges Addierglied mit Übertragungsverstärker.

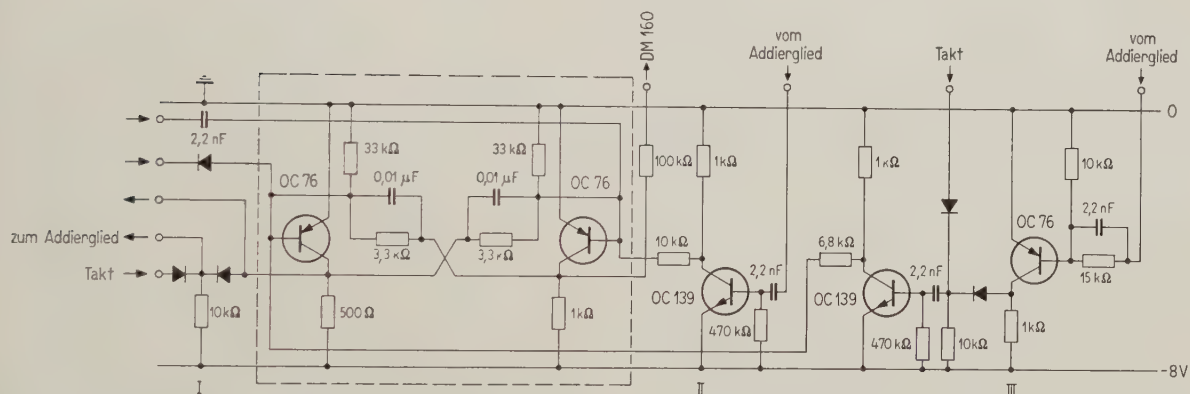


Bild 3. Bi-stabiler Multivibrator (Flip-Flop-Zwischenspeicher) mit Ankopplungsgliedern für das Addierwerk.

auf die U_{10} hin). Aus Gründen eines möglichst geringen Aufwands ist diese Übertragung komplementär, d. h. aus einer dualen *Null* wird eine duale *Eins* und umgekehrt. Die Glieder \bar{U}_{100} , \bar{U}_{10} , \bar{U}_1 , die aus einer Reihe von *Und*- und *Oder*-Gliedern bestehen, zeigen an, ob die Flip-Flop-Kette F_1 bis F_{10} „voll“ ist oder nicht. Ist die Flip-Flop-Kette soweit leer, daß man noch mindestens 100 zuzählen kann, ohne daß der Speicher F_1 bis F_{10} „überläuft“, so öffnet \bar{U}_{100} über St_{100} den Eingang für die Rechenimpulse so, daß mit jedem Impuls der Inhalt des Speichers um 100 vergrößert wird. Gleichzeitig werden die Impulse von der Zählerkette $D_1 D_2 Z$ gezählt und die *Und*-Glieder U_0 bis U_9 werden entsprechend der Kombination der Eingänge von $D_1 D_2 Z$ her der Reihe nach einzeln geöffnet. Das geht so lange, bis \bar{U}_{100} „überläuft“ und den Eingang über St_{100} sperrt. Der Überlaufimpuls schaltet in der „Impulsfabrik“ die Zählerkette $Z_1 Z_2 Z_3$ ein, über die die 50-Hz-Impulsfolge für den Fernschreiber läuft. Weil nun genau eines der *Und*-Glieder U_0 bis U_9

Nun wird derselbe Arbeitsplan noch einmal angewandt bei der Abtastung mit 10 und schließlich ein letztes Mal mit 1. Zuletzt wird vom Fernschreiber ein Zwischenraum ausgedruckt und FF11 auf „Aus“ zurückgestellt. Damit ist die Konvertierung einer scheinbaren Höhe abgeschlossen. Der Konverter ist bereit zur Aufnahme der nächsten Zahl.

3.2.2. Addierglied

Die Addition der Hunderter, Zehner und Einer erfolgt mit Hilfe der Addierglieder A_1 bis A_9 in die Flip-Flop-Kette F_1 bis F_{10} . In Bild 1 sind die dünn eingerahmten A-Glieder sogenannte „halbe“ Addierwerke, die fett eingerahmten Glieder sind „vollständige“ Addierwerke. Die Schaltung ist aus Bild 2 zu ersehen¹. „Halbe“ Addierwerke können an den Stellen „vollständige“ ersetzen, wo kein

¹ Diese Schaltung ist inzwischen zum Patent angemeldet worden.

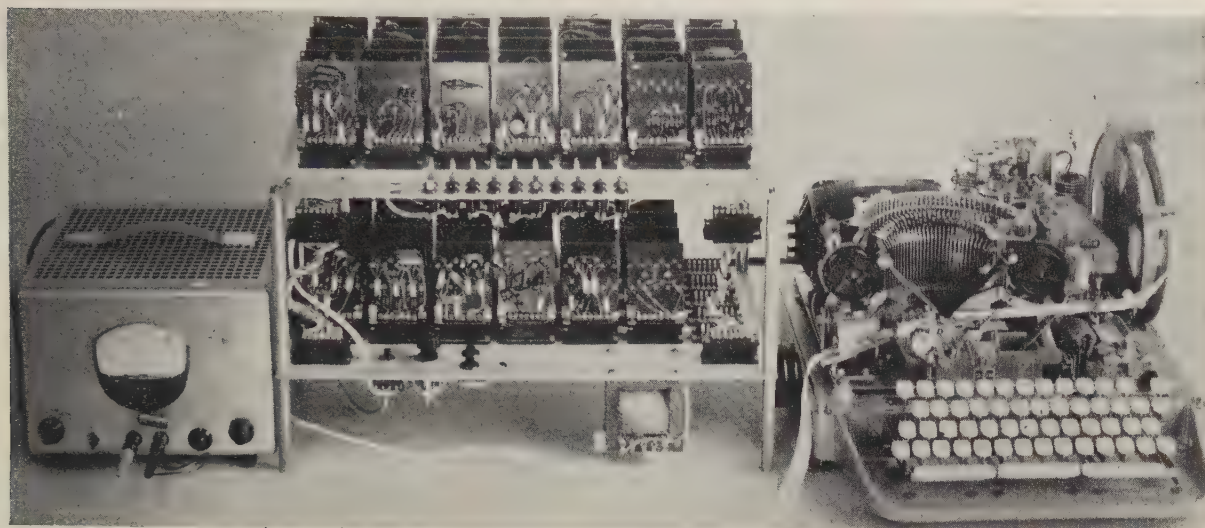


Bild 5. Gesamtansicht der Apparatur.

wird mit Hilfe von Anzeigelämpchen (DM 160) sichtbar gemacht. Bei Handbetrieb kann die Stellung mit Druckschaltern verändert werden.

3.2.4. Schalt- und Kopplungsglieder

Alle anderen für den Konverter benutzten Schaltglieder setzen sich aus den Elementen zusammen, die im Addierglied und für den Speicher-Flip-Flop verwendet werden, das sind: *Und*-Glieder, *Oder*-Glieder, *Umkehr*-Glieder (macht aus einer negativen Spannung eine positive und umgekehrt) und Flip-Flop. Eine Ausnahme bilden die Dreiertakte.

3.3. Zahlen-Ausdruck

3.3.1. Kopplung zwischen Konvertierungs-Rechenwerk und Fernschreiber

Auch das Verteilerglied ist lediglich aus einer Reihe von *Und*- und *Oder*-Gliedern aufgebaut. Eine Anzahl Dioden ist so geschaltet, daß durch Zusammenwirken der *Und*-Glieder U_0 bis U_9 und U_{11} bis U_{16} gerade die 50-Hz-Impulse aus der in der „Impulsfabrik“ erzeugten Impulsfolge herausgeblendet werden, die nach dem Fernschreibcode erforderlich sind, damit die gewünschte Ziffer ausgedruckt wird. Zum Beispiel: Die Ziffer 2 wird dargestellt durch die Loch/kein Loch-Folge LL00L, wobei L = „Loch“ und 0 = „kein Loch“ bedeutet. Von den fünf 50-Hz-Impulsen die durch den Verteiler zum Fernschreiber gelangen sollten, werden der dritte und vierte vom Verteiler unterdrückt. Der Fernschreiber druckt daraufhin die Ziffer 2 aus.

3.3.2. Impulsteiler

Zur Erzeugung der 50-Hz-Frequenz muß die 1000-Hz-Impulsfolge geteilt werden. Es sind Teilverhältnisse 1:5 und 1:2 nötig. Die Teilung 1:2 erfolgt durch einen bistabilen Multivibrator. Das Teilverhältnis 1:5 wird nicht, wie sonst üblich, durch Verzögerung mit einem RC-Glied und anhängendem monostabilem Multivibrator erzeugt, sondern mit der Methode der Impulsunterdrückung, oder besser gesagt, der Impulsvorwegnahme. Wie aus dem Schaltbild Bild 4 hervorgeht, liegt dem Fünftertakt ein Dreier- und ein Zweiertakt zugrunde, die zusammen einen Sechsertakt ergeben sollten. Zur Ausbildung des sechsten Taktes der Impulsfolge kann es aber nicht kommen, weil ein *Und*-Glieder so an den Dreier- und Zweiertakt geschaltet ist, daß sofort nach dem Einsetzen des fünften Taktes von dem hinter dem *Und*-Glieder sitzenden Kondensator ein sechster Impuls erzeugt wird. Dadurch erhält man effektiv nur fünf Takteile und die Frequenzteilung 1:5 ist erreicht.

lung 1:2 erfolgt durch einen bistabilen Multivibrator. Das Teilverhältnis 1:5 wird nicht, wie sonst üblich, durch Verzögerung mit einem RC-Glied und anhängendem monostabilem Multivibrator erzeugt, sondern mit der Methode der Impulsunterdrückung, oder besser gesagt, der Impulsvorwegnahme. Wie aus dem Schaltbild Bild 4 hervorgeht, liegt dem Fünftertakt ein Dreier- und ein Zweiertakt zugrunde, die zusammen einen Sechsertakt ergeben sollten. Zur Ausbildung des sechsten Taktes der Impulsfolge kann es aber nicht kommen, weil ein *Und*-Glieder so an den Dreier- und Zweiertakt geschaltet ist, daß sofort nach dem Einsetzen des fünften Taktes von dem hinter dem *Und*-Glieder sitzenden Kondensator ein sechster Impuls erzeugt wird. Dadurch erhält man effektiv nur fünf Takteile und die Frequenzteilung 1:5 ist erreicht.

3.3.3. Fernschreiber

Das Endglied der gesamten Apparatur bildet ein druckender Empfangslocher DRELO 554S (Fernschreiber der Firma Lorenz). Die Ergebnisse werden in einen Papierstreifen gestanzt und gleichzeitig auf diesen Streifen gedruckt. Man kann also vom Lochstreifen die Ergebnisse in normaler Schrift ablesen. Da es Umsetzer von derartigen Lochstreifen in Hollerith-Karten gibt, kann mit Hilfe des Streifens, selbst über Leitungen, das numerische Ergebnis auch in Lochkarten ausgedruckt werden.

3.4. Äußerer Aufbau des Gerätes:

Bild 5 zeigt die gesamte Apparatur. Die Betriebsspannung von 8 V liefert ein regelbares Niederspannungs-Netzgerät der Firma Gossen. Die einzelnen Bauelemente sind auf Steckplättchen montiert, die sich leicht gegenseitig auswechseln lassen.

Über eine neue Verteilungsfunktion für den Fernsprechverkehr in vollkommenen Koppelanordnungen

Von HEINZ WAGNER, Stuttgart

Mitteilung der Standard Elektrik Lorenz AG

(A.E.Ü. 14 [1960], 508—514; eingegangen am 10. August 1960)

DK 654.15:621.395.31

Eine für die ENGSETsche Verteilungsfunktion erforderliche Voraussetzung über das Verhalten eines Fernsprechteilnehmers im Verlustfall wird durch eine andere ersetzt, die in vielen Fällen der Wirklichkeit näher kommt. Die damit gewonnenen Ergebnisse geben einen Überblick über die Auswirkung des unterschiedlich postulierten Teilnehmerverhaltens und damit die Möglichkeit der Beurteilung der verschiedenen Voraussetzungen. Es zeigt sich, daß die Differenzen zur ENGSETschen Theorie erheblich werden, wenn die Anzahl der Verkehrsquellen (Zubringerleitungen) nicht viel größer als die Anzahl der Abnehmerleitungen ist. Für einige Beispiele werden Tabellen und Kurven gegeben, die auch einen Vergleich mit den auf einem elektronischen Rechenautomaten gewonnenen Testergebnissen bei künstlichem Fernsprechverkehr erlauben.

A presupposition necessary for ENGSET's distribution function as to the behavior of a telephone subscriber in the case of a lost call is replaced by another that often approximates reality more closely. The so obtained results give a survey of the effects of the differently postulated subscriber behavior and thus a means of judging the various presuppositions. It turns out that the differences from ENGSET's theory become considerable, if the number of traffic sources (offering trunks) is not much greater than that of serving trunks. For some examples tables and curves are given, which also allow a comparison with the test results gained on an electronic computer with artificial telephone traffic.

1. Einleitung

Wenn die Verlustberechnungen für Fernsprechverkehr den vielen Varianten, denen der Praktiker immer wieder begegnet, gerecht werden sollen, ist es erforderlich, daß die Theorie nach den verschiedensten Seiten hin ausgebaut wird. Dies ist dadurch möglich, daß man die Voraussetzungssysteme, die Theorie und Praxis verbinden, in geeigneter Weise abwandelt.

Die unterschiedlichen Ergebnisse, die aus der Annahme von endlich vielen oder unendlich vielen Verkehrsquellen resultieren, sind schon lange bekannt. Dagegen wurde bisher dem Verhalten einer Verkehrsquelle im Verlustfall wenig Aufmerksamkeit geschenkt. Zwar zeigt sich im Verlauf theoretischer Untersuchungen, die zur ERLANGschen Verlustformel führen, daß die Annahme von unendlich vielen Verkehrsquellen eine Annahme über das Verhalten der einzelnen Quelle im Verlustfall überflüssig macht, jedoch erfordert die Praxis von Fall zu Fall auch das Eingehen auf endliche Quellenzahlen, weil sonst — wie in [6] schon frühzeitig darauf hingewiesen worden ist — Vermittlungssysteme und Kabelnetze überdimensioniert werden.

Mit der Berechnung vollkommener Koppelanordnungen (auch vollkommenes Bündel oder vollkommene Übergangsstufe genannt) unter Berücksichtigung einer endlichen Quellenzahl hat sich — nach Kenntnis des Verfassers — zuerst T. ENGSET befaßt [3]. Seine ursprüngliche Formel wurde zwar in der Zwischenzeit etwas abgeändert [2], [4], doch wird die Verteilungsfunktion (Gl. (8)) weiterhin nach ihm benannt. Gegenstand dieser Arbeit ist eine Überprüfung der Voraussetzungen, die zur ENGSETschen Verteilungsfunktion führen, und eine Untersuchung der Folgerungen, die sich ergeben, wenn

man eine bisher übliche Voraussetzung über das Verhalten eines Fernsprechteilnehmers im Verlustfall aufgibt und durch eine neue ersetzt, die in vielen Fällen der Wirklichkeit näherkommt. Im übrigen folgt die mathematische Behandlung des Problems weitgehend den bekannten Methoden [1], [2].

Interessant ist die Übereinstimmung der so gewonnenen neuen Formeln mit den Ergebnissen aus Verkehrstesten, die mit künstlichem Fernsprechverkehr auf dem elektronischen Rechenautomaten ER 56 der Standard Elektrik Lorenz AG erzielt wurden: Während die Verlustkurve nach ENGSET sich nur im Bereich niedriger Verluste mit den Testergebnissen deckt, tut das die neue Verlustkurve in ihrem ganzen Bereich.

2. Voraussetzungen*

2.1. Zunächst seien die allgemein üblichen Voraussetzungen kurz genannt:

V₁: Das Angebot A verteile sich gleichmäßig auf die q Verkehrsquellen; siehe hierzu [7].

V₂: Die Belegungszustände verschiedener Leitungen (frei oder belegt) seien voneinander unabhängig.

V₃: (Prinzip vom statistischen Gleichgewicht) Es sei

$$\lim_{t \rightarrow \infty} P(x, t | x_0, t_0) = w(x)$$

für alle x existent und von t_0 und x_0 unabhängig.

V₄: Ist die Koppelanordnung zu Beginn einer Beobachtung im Zustand x ($x = 1, 2, \dots, v$), so sei asymptotisch für $\Delta t \rightarrow 0$ die Wahrscheinlichkeit, daß während der Beobachtungszeit Δt

* Eine Zusammenstellung der häufig verwendeten Symbole findet sich am Schluß der Arbeit.

eine Belegung endet

$$w_e(x) = x \frac{\Delta t}{t_m}.$$

V₅: Ist die Koppelanordnung zu Beginn einer Beobachtung im Zustand x ($x = 0, 1, 2, \dots, v-1$), so sei asymptotisch für $\Delta t \rightarrow 0$ die Wahrscheinlichkeit, daß während der Beobachtungszeit Δt eine neue Belegung beginnt

$$w_b(x) = (q - x) \frac{\Delta t}{t_m}.$$

2.2. Im Anschluß an V₅ ist nun folgendes zu bemerken: In verlustfreien Koppelanordnungen ($q \leq v$) ist die mittlere Pausendauer p_m von der mittleren Belegungsdauer t_m und dem Angebot A entsprechend der Gleichung

$$C_A t_m + C_A p_m = A + \frac{A}{t_m} p_m = q$$

abhängig. Daraus folgt

$$p_m = (q - A) \frac{t_m}{A}. \quad (1)$$

In vollkommenen Koppelanordnungen ($q > v$) muß auf Grund der Verlustereignisse die Gl. (1) abgeändert werden: Von den C_A versuchten Belegungen werden nur C_y Belegungen geleistet und C_v Belegungen gehen verloren. Wenn ein Teilnehmer sich das Besetztzeichen im Mittel für die Zeit t_v anhört, dann gilt

$$C_y t_m + C_v t_v + C_A p_m = q$$

$$\text{oder} \quad p_m = (q - y - C_v t_v) \frac{t_m}{A}. \quad (2)$$

Bisher wurde im Rahmen der ENGSETSchen Verteilungsfunktion die Vereinfachung

V₆: Es sei $t_v = t_m$

vorgenommen, wodurch Gl. (2) auf Gl. (1) zurückgeführt wird. Das bedeutet, daß man von einer Verkehrsquelle, deren Belegungswunsch abgewiesen worden ist, von dieser Theorie her erwartet, daß sie erstens die abgewiesene Belegung auch später nicht wiederholt und zweitens für die Dauer der beabsichtigten Belegung auch keine anderen Belegungswünsche zu realisieren versucht.

Auf Grund der obigen Voraussetzungen V₁ bis V₆ läßt sich die bekannte ENGSETSche Verteilung herleiten (siehe Gl. (8)).

Der Voraussetzung V₆ soll nun die Voraussetzung V₇ gegenübergestellt werden, die das andere Extrem des möglichen Verhaltens einer Verkehrsquelle charakterisiert:

V₇: Es sei $t_v = 0$.

Das bedeutet, daß man von einer Verkehrsquelle, deren Belegungswunsch abgewiesen worden ist, zwar nach wie vor erwartet, daß sie die abgewiesene Belegung auch später nicht wiederholt, daß man ihr aber die Möglichkeit zubilligt sofort andere Belegungswünsche zu realisieren. Damit folgt aus Gl. (2)

$$p_m = (q - y) \frac{t_m}{A}. \quad (3)$$

Bedenkt man, daß sich ein Teilnehmer das Besetztzeichen in der Regel nur wenige Sekunden lang anhören wird, die mittlere Belegungsdauer im Erfolgsfall aber in der Größenordnung von 2 Minuten liegt, dann wird man ganz allgemein der Voraussetzung V₇ den Vorzug vor V₆ geben. Insbesondere in Systemen, bei denen im Verlustfall die Auslösung des erfolglos aufgebauten Verbindungsweges sofort zwangsläufig erfolgt, ist die Voraussetzung V₇ praktisch erfüllt.

Von besonderer Bedeutung sind V₇ und die darauf basierenden Formeln auch bei den Versuchen, auf elektronischen Rechenautomaten künstlichen Fernspreverkehr zu erzeugen und vorgegebene Koppelanordnungen zu testen. Das in [8] beschriebene Modell für künstlichen Fernspreverkehr erfüllt die Voraussetzung V₇ exakt (siehe Bild 2).

3. Herleitung der neuen Verteilungs- und Verlustfunktion

3.1. Mit den Voraussetzungen V₁, V₂, V₄ und V₅ lassen sich die folgenden Gleichungen zwischen den Übergangswahrscheinlichkeiten $P(x, t | x_0, t_0)$ aufstellen:

$$\begin{aligned} P(0, t + \Delta t) &= P(0, t) [1 - w_b(0)] + \\ &\quad + P(1, t) [1 - w_b(0)] w_e(1) + o(\Delta t), \\ P(x, t + \Delta t) &= P(x, t) [1 - w_b(x)] [1 - w_e(x)] + \\ &\quad + P(x + 1, t) [1 - w_b(x + 1)] w_e(x + 1) + \\ &\quad + P(x - 1, t) [1 - w_e(x - 1)] w_b(x - 1) + \\ &\quad + o(\Delta t), \\ P(v, t + \Delta t) &= P(v, t) [1 - w_e(v)] + \\ &\quad + P(v - 1, t) [1 - w_e(v - 1)] w_b(v - 1) + \\ &\quad + o(\Delta t). \end{aligned} \quad (4)$$

Mit $o(\Delta t)$ soll die mit Δt von zweiter oder höherer Ordnung klein werdende Wahrscheinlichkeit einer Zustandsänderung um mehr als eine Belegung innerhalb Δt ausgedrückt werden.

Daraus gewinnt man (siehe [1]) mit den Voraussetzungen V₃ und V₇ und für $\Delta t \rightarrow 0$ die Rekursionsformel

$$w(x) = \binom{q}{x} \left(\frac{A}{q - y} \right)^x w(0), \quad x = 0, 1, 2, \dots, v. \quad (5)$$

Zieht man die Normbedingung

$$\sum_{x=0}^v w(x) = 1$$

heran, der die Gl. (5) genügen muß, dann findet man die Verteilungsfunktion

$$\boxed{w(x) = \frac{\binom{q}{x} \left(\frac{A}{q - y} \right)^x}{\sum_{i=0}^v \binom{q}{i} \left(\frac{A}{q - y} \right)^i}} \quad (6)$$

$$x = 0, 1, 2, \dots, v$$

und die Gefahrzeitwahrscheinlichkeit

$$w(v) = \frac{\binom{q}{v} \left(\frac{A}{q-y}\right)^v}{\sum_{i=0}^v \binom{q}{i} \left(\frac{A}{q-y}\right)^i} \quad (7)$$

Diese Verteilungsfunktion steht der bisher gebräuchlichen ENGSETSCHEN Verteilungsfunktion

$$w(x) = \frac{\binom{q}{x} \left(\frac{A}{q-A}\right)^x}{\sum_{i=0}^v \binom{q}{i} \left(\frac{A}{q-A}\right)^i} \quad x = 0, 1, 2, \dots, v \quad (8)$$

gegenüber, welche auf der Voraussetzung V_6 aufbaut und in analoger Weise zu gewinnen ist. Sie wird häufig auch in der Form

$$w(x) = \frac{\binom{q}{x} t^x (1-t)^{v-x}}{\sum_{i=0}^v \binom{q}{i} t^i (1-t)^{v-i}}$$

mit $t = A/q$ geschrieben und ist nur von q , v und A abhängig und daher direkt zu berechnen. Die Verteilung (6) enthält dagegen außerdem noch ihren Mittelwert y oder die noch nicht bekannte Leistung des Abnehmerbündels. Die Verteilung (6) ist daher in dieser Form noch nicht berechenbar; dazu bedarf es noch einer eingehenden Untersuchung des Mittelwertes y .

3.2. Aus der für den Mittelwert allgemein gültigen Gleichung

$$y = E[x] = \sum_{x=1}^v x w(x)$$

folgt mit $w(x)$ nach Gl. (6) und den Abkürzungen

$$\begin{aligned} M &= \frac{A}{q-y} \quad \text{und} \quad N = \sum_{i=0}^v \binom{q}{i} M^i \\ y &= \frac{1}{N} \sum_{x=1}^v x \binom{q}{x} M^x = \frac{Mq}{N} \sum_{x=1}^v \binom{q-1}{x-1} M^{x-1} = \\ &= \frac{Mq}{N} \left[\sum_{x=0}^v \binom{q-1}{x} M^x - \binom{q-1}{v} M^v \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Zieht man die allgemeine Formel für Binomialkoeffizienten

$$\binom{q-1}{x} = \binom{q}{x} \left(1 - \frac{x}{q}\right)$$

heran, dann folgt aus Gl. (9)

$$\begin{aligned} y &= Mq \left[1 - \frac{y}{q} - w(v) + \frac{v}{q} w(v) \right] = \\ &= \frac{A}{q-y} [q - y - (q-v)w(v)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Setzt man $w(v)$ nach Gl. (7) ein, dann gilt

$$y = \frac{A}{q-y} \left[q - y - (q-v) \frac{\binom{q}{v} A^v}{\sum_{i=0}^v \binom{q}{i} A^i (q-y)^{v-i}} \right]. \quad (11)$$

Führt man die Abkürzung

$$q - y = \xi \neq 0 \quad (12)$$

als neue Unbekannte ein, so folgt aus Gl. (11)

$$\begin{aligned} (q - \xi) \xi \sum_{i=0}^v \binom{q}{i} A^i \xi^{v-i} &= \\ &= A \left[\xi \sum_{i=0}^v \binom{q}{i} A^i \xi^{v-i} - (q-v) \binom{q}{v} A^v \right] \end{aligned} \quad (13)$$

oder

$$\begin{aligned} f(\xi) &= \sum_{i=0}^v A^i \binom{q}{i} \left(1 - \frac{q-A}{A} \frac{i}{q+1-i} \right) \xi^{v+2-i} - \\ &- (q-A) \binom{q}{v} A^v \xi - (q-v) \binom{q}{v} A^{v+1} = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Gl. (14) stellt ein Polynom in ξ vom Grad $v+2$ dar und soll als „Leistungspolynom“ bezeichnet werden. Die auf Grund der gegebenen Daten q , v , A zu erwartende Leistung y der vollkommenen Koppelanordnung entspricht einer positiven reellen Nullstelle ξ_0 des Polynoms im Intervall $0 < q - A \leq \xi_0 < q$.

Da nach dem Fundamentalsatz der Algebra das Polynom (14) genau $v+2$ reelle und komplexe Nullstellen besitzt, ist eine spezielle Untersuchung nötig, ob eventuell im technisch interessierenden Intervall mehr als eine reelle Nullstelle vorhanden ist.

Hierzu betrachten wir Gl. (14) in der allgemeinen Form

$$a_0 \xi^n + a_1 \xi^{n-1} + \dots + a_n = 0$$

mit $n = v+2$.

a) Im Fall $q > v$, $q > A$ gilt

$$\alpha_i = 1 - \frac{q-A}{A} \frac{i}{q+1-i},$$

dies ist für $i = 0, 1, 2, \dots, v$ eine mit $\alpha_0 = 1$ beginnende, monoton abnehmende Zahlenfolge. Da der Faktor $A^i \binom{q}{i}$ stets positiv ist, weist die Folge der Koeffizienten des Polynoms (14),

$$\begin{aligned} a_i &= A^i \binom{q}{i} \alpha_i, \\ a_{n-1} &= a_{v+1} = -(q-A) \binom{q}{v} A^v, \\ a_n &= a_{v+2} = -(q-v) \binom{q}{v} A^{v+1}, \end{aligned} \quad (15)$$

stets genau einen Vorzeichenwechsel auf. In diesem Fall zeigt die Descartessche Zeichenregel der Algebra, daß das Polynom $f(\xi)$ genau eine reelle Nullstelle $\xi_0 > 0$ besitzt; damit gibt es auch nur eine einzige Lösung $y < q$.

b) Dasselbe gilt im Grenzfall $q > v$, $A \rightarrow q$. Das Polynom $f(\xi)$ nimmt hier die einfache Gestalt

$$f(\xi) = \sum_{i=0}^v q^i \binom{q}{i} \xi^{v+2-i} - (q-v) \binom{q}{v} q^{v+1} = 0 \quad (16)$$

an; hierbei ist nur das Absolutglied negativ.

c) Der Fall $q = v$ stellt die verlustfreie Koppelanordnung dar und ist hier von geringem Interesse. Es läßt sich leicht beweisen, daß $\xi = q - A$ für $A \leq q$ eine Nullstelle des Polynoms (16) ist. Also ist $y = A$, d. h. die Koppelanordnung arbeitet verlustfrei.

Kennt man die Leistung y , dann kann man entsprechend Gl. (6) die für das gegebene Zahlentripel q, v, A gültige Verteilungsfunktion $w(x)$ berechnen, insbesondere die Gefahrzeitwahrscheinlichkeit $w(v)$.

3.3. Schließlich findet man nach einiger Zwischenrechnung das auf den Nullpunkt bezogene 2. Moment der Verteilung (6) als

$$E[x^2] = \sum_{x=1}^v x^2 w(x) = \quad (17)$$

$$= \frac{A}{q + A - y} [qy + q - y - (qv + q - v^2 - v)w(v)]$$

und daraus die Streuung

$$s^2 = E[x^2] - y^2. \quad (18)$$

3.4. Die Berechnung der gesuchten Wurzel $\xi_0 > 0$ aus Gl. (14) kann am besten mit dem Hornerischen Divisionsschema erfolgen. Als Anfangswert kann in allen Fällen, wenn kleine Verluste erwartet werden dürfen (dieser läßt sich überschlägig mit den Tabellen der ERLANGSchen B -Formel nach oben abschätzen), die Stelle $\xi_1 = q - A$ benützt werden. Bei großen Abnehmerbündeln und hoher Genauigkeitsforderung wird man Gl. (14) auf einer elektronischen Digital-Rechenmaschine auswerten.

Ist ξ_0 bekannt, so findet man aus Gl. (12) die Leistung $y = q - \xi_0$ der vollkommenen Koppelanordnung. Der Angebotsverlust folgt daraus als

$$B = \frac{A - y}{A} = 1 - \frac{q - \xi_0}{A} = f(A, q, v) \quad (19)$$

und im Grenzfall $A \rightarrow q$ als

$$B = \xi_0/A. \quad (20)$$

Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der Verlustkurve $B = f(A, q, v)$ ist die folgende: Man wähle, passend zu q und v , einige Werte $M_i = A_i/(q - y_i)$, deren Brauchbarkeit überschlägig mit den Tabellen der ERLANGSchen B -Formel abgeschätzt werden kann, berechne mit diesen Annahmen jeweils die Verteilungsfunktion (6) und daraus die zugehörigen Mittelwerte y_i nach der allgemeinen Vorschrift $y = \sum_{x=1}^v x w(x)$. Schließlich bestimme man die Angebote A_i und die Verluste

$$B_i = \frac{A_i - y_i}{A_i} = \frac{M_i(q - y_i) - y_i}{M_i(q - y_i)}. \quad (21)$$

Aus den errechneten Wertepaaren A_i, B_i kann man ein Interpolationspolynom aufstellen, aus dem dann der gesuchte Verlust B_0 für das gegebene Angebot A_0 hervorgeht.

Im Rahmen der ENGSETschen Theorie maß zur Berechnung der Verlustkurve die Gefahrzeitwahrscheinlichkeit $w(v)$ nach Gl. (8) bestimmt werden, aus der der Verlust als

$$B = \frac{q - v}{q} w(v) \quad (22)$$

hervorgeht, siehe [2].

3.5. Aus der Rekursionsformel (5) erhält man für $q \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \lim_{q \rightarrow \infty} w(x) &= \frac{A^x}{x!} w(0) \lim_{q \rightarrow \infty} \frac{q!}{(q-x)! (q-y)^x} = \\ &= \frac{A^x}{x!} w(0). \end{aligned} \quad (23)$$

Daraus folgt aber die für unbeschränkt große Zubringerbündel gültige ERLANGSche Verteilungsfunktion

$$w(x) = \frac{\frac{A^x}{x!}}{\sum_{i=0}^v \frac{A^i}{i!}}, \quad (24)$$

die für $x = v$ die Gefahrzeitwahrscheinlichkeit und den mit ihr auf Grund von $q \rightarrow \infty$ identischen Verlust B angibt.

3.6. Wenn $q = v$ ist, dann gilt auch $y = A$ und mit $A/q = t$ folgt aus Gl. (6) die Bernoullische Verteilung

$$w(x) = \frac{\binom{v}{x} \left(\frac{A}{q-A}\right)^x}{\sum_{i=0}^v \binom{v}{i} \left(\frac{A}{q-A}\right)^i} = \binom{v}{x} t^x (1-t)^{v-x}. \quad (25)$$

Für $x = v$ erhält man aus Gl. (25) die Wahrscheinlichkeit, daß alle v Leitungen belegt sind. Den Ausdruck „Gefahrzeitwahrscheinlichkeit“ sollte man in diesem Fall vermeiden, weil in diesem System die Gefahr eines Verlustes nicht besteht, denn mehr als $q = v$ Anforderungen können nicht gleichzeitig erfolgen.

4. Beispiele und Vergleiche

An Hand einiger Beispiele soll abschließend noch gezeigt werden, wann die hier aufgestellten Formeln wesentlich andere numerische Ergebnisse liefern als die früheren und wann diese Unterschiede unwesentlich werden, d. h. wann das Verhalten einer Verkehrsquelle im Verlustfall von untergeordneter Bedeutung ist. Zu diesem Zweck sollen sowohl Verteilungsfunktionen als auch Verlustfunktionen verglichen werden. Schließlich soll nicht versäumt werden, einen Vergleich mit den bei der Deutschen Bundespost eingeführten Tabellen anzustellen.

4.1. Gegeben sei eine vollkommene Koppelanordnung mit $q = 10$ Verkehrsquellen und $v = 5$ Abnehmerleitungen. Das Angebot der 10 Verkehrsquellen sei $A = 3$ Erl. Nach ENGSET ist in diesem Fall der Verlust $B = 5,4\%$ und die Leistung $y = 2,838$ Erl. Wendet man das hier gezeigte Voraussetzungssystem und die darauf aufbauenden Formeln an, so findet man zunächst das „Leistungs-polynom“

$$\begin{aligned} &\xi^7 + 23\xi^6 + 195\xi^5 + 405\xi^4 - 5670\xi^3 - \\ &- 57834\xi^2 - 428652\xi - 918540 = 0, \end{aligned}$$

aus dem die Leistung zu $y = 2,789$ Erl und der Verlust $B = 7,0\%$ resultiert. Gegenüber der ENGSETschen Theorie bedeutet das eine Verlustzunahme von 30%. Tabelle I und Bild 1 zeigen, mit welcher Wahrscheinlichkeit $w(x)$ man im Abnehmerbündel genau x Leitungen gleichzeitig belegt vorfindet, wenn man einmal nach der ENGSETschen und das anderemal nach der neuen Verteilungsfunktion rechnet. (Zum Vergleich sind noch die entsprechenden Werte nach der ERLANGschen Theorie beigegeben worden.) Es ist interessant, daß die Zunahme des Verlustes B mit einer Abnahme der Gefahrzeitwahrscheinlichkeit $w(5)$ — und ganz allgemein $w(v)$ — verbunden ist. Das bedeutet, daß eine Gefahrzeitmessung keine absolute Aussage über die in einem Amt auftretenden Angebotsverluste B zuläßt.

Tabelle I. Leistung, Verlust, Streuung und Verteilungsfunktion für vollkommene Koppelanordnungen mit $v = 5$ Abnehmerleistungen.

	ERLANG	ENGSET	Gl. (6)
A	3 Erl	3 Erl	3 Erl
y	2,670 Erl	2,838 Erl	2,789 Erl
B	11,0%	5,4%	7,0%
s^2	1,901	1,636	1,641
$w(0)$	0,054348	0,029651	0,032233
$w(1)$	0,163043	0,127078	0,134102
$w(2)$	0,244565	0,245078	0,251066
$w(3)$	0,244565	0,280090	0,278546
$w(4)$	0,183424	0,210067	0,202803
$w(5)$	0,110054	0,108035	0,101249

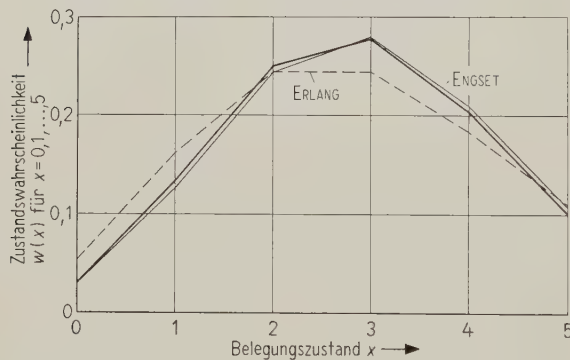


Bild 1. Neue Verteilungsfunktion für eine vollkommene Koppelanordnung mit $q = 10$ und $v = 5$ bei $A = 3$ Erl Angebot. Zum Vergleich sind die Verteilungsfunktionen von ENGSET und ERLANG eingetragen.

4.2. In den meisten praktischen Fällen wird bei vorgegebenen Koppelanordnungen weniger die Verteilungsfunktion $w(x)$ als vielmehr die Verlustkurve $B = f(A, q, v)$ interessieren. In Tabelle II sind für drei verschiedene vollkommene Koppelanordnungen ($q = 50, 20, 10$ und $v = 5$) die Verluste B in Abhängigkeit vom Angebot A zusammengestellt, jeweils nach der ENGSETschen Theorie und mit dem „Leistungspolynom“. In einer weiteren Spalte sind dazu noch die relativen Verlusterhöhungen angegeben. Man erkennt, daß die Ergebnisse stets dann

erheblich differieren, wenn die Anzahl der Verkehrsquellen nur wenig größer ist als die der Abnehmerleitungen. Auf Grund dessen kann man folgende Richtlinie aussprechen: Solange die Anzahl der Verkehrsquellen nicht mindestens zehnmal größer ist als die der Abnehmerleitungen, sollte bei den Verlustberechnungen das Verhalten der Verkehrsquellen im Verlustfall beachtet werden.

In Bild 2 sind die verschiedenen Verlustfunktionen für den Fall $q = 10, v = 5$ graphisch dargestellt. Außerdem sind noch einige Ergebnisse aus Verkehrstesten mit dem Rechenautomaten ER 56 eingetragen. Diese Tests wurden entsprechend der in [8] beschriebenen Methode durchgeführt.

Die Ergebnisse zeigen, daß die neue Verlustformel in ihrem Gesamtverlauf sehr gut geeignet ist, um vollkommene Koppelanordnungen zu beurteilen, während die ENGSETsche Kurve nur im Bereich niedriger Verluste Gültigkeit hat.

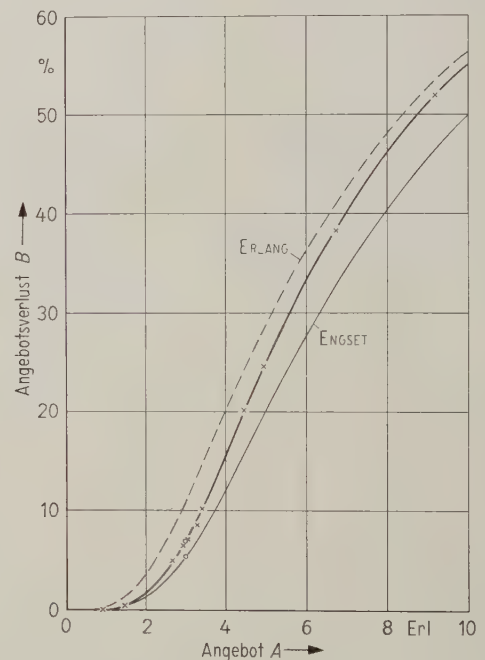


Bild 2. Angebotsverlust $B = f(A, q, v)$ für eine vollkommene Koppelanordnung mit $q = 10$ und $v = 5$. Zum Vergleich sind die Angebotsverluste nach ENGSET und ERLANG eingetragen;
× Ergebnisse aus Verkehrstesten,
○ Beispiel aus Abschnitt 4.1.

4.3. In der Tabelle III werden Werte aus den derzeit bei der Deutschen Bundespost gültigen Vorschriften den mit dem „Leistungspolynom“ errechneten Ergebnissen gegenübergestellt. Die Tabellen der Deutschen Bundespost basieren auf der ENGSETschen Verteilungsfunktion, wobei für die Anzahl der Verkehrsquellen generell $q = 40 A$, d. h. jede Quelle ist mit $1/40$ Erl am Angebot beteiligt, festgesetzt wurde. Bei der Aufstellung der Leistungspolynome wurde diese Annahme berücksichtigt.

Zwar enthalten die Vorschriften der Deutschen Bundespost nicht das Angebot A und den Verlust B sondern die Leistung y und den auf die Leistung be-

Tabelle II. Verluste nach ENGSET (Gl. (22)) und mit dem Polynom (14). Die relative Verlusterhöhung ist auf den ENGSET-schen Verlust bezogen.

Angebot A (Erl)	Verluste B (%) vollk. Koppelanordnung $q = 50, v = 5$		rel. Ver- luster- höhung (%)	Verluste B (%) vollk. Koppelanordnung $q = 20, v = 5$		rel. Ver- luster- höhung (%)	Verluste B (%) vollk. Koppelanordnung $q = 10, v = 5$		rel. Ver- luster- höhung (%)
	ENGSET	Polynom		ENGSET	Polynom		ENGSET	Polynom	
1	0,246	0,251	2,03	0,168	0,177	5,36	0,074	0,083	12,2
2	3,156	3,270	3,61	2,421	2,658	9,84	1,330	1,635	22,9
3	9,930	10,336	4,09	8,270	9,230	11,61	5,402	7,021	30,0
4	18,517	19,228	3,84	16,279	18,071	11,01	12,033	15,585	29,5
5	27,013	27,915	3,38	24,588	26,931	9,53	19,749	24,768	25,3
6	34,604	35,588	2,84	32,218	34,808	8,04	27,345	33,081	21,0
7	41,124	42,120	2,42	38,876	41,511	6,78	34,245	40,159	17,3
8	46,654	47,625	2,08	44,575	47,148	5,77	40,289	46,084	14,4
9	51,343	52,272	1,81	49,433	51,893	4,98	45,507	51,042	12,2
10	55,340	56,220	1,59	53,585	55,914	4,34	50,000	55,226	10,4
12	61,735	62,516	1,26	60,245	62,308	3,42			
14	66,588	67,283	1,04	65,306	67,134	2,80			
16	70,378	70,999	0,88	69,257	70,888	2,36			
18	73,411	73,971	0,76	72,418	73,885	2,03			
20	75,890	76,398	0,67	75,000	76,330	1,77			
25	80,461	80,873	0,51						
30	83,585	83,929	0,41						
35	85,851	86,146	0,34						
40	87,569	87,828	0,29						
45	88,916	89,146	0,26						
50	90,000	90,205	0,23						

zogenen Verlust V , doch sind diese Werte mit den bekannten Formeln

$$A = \frac{y}{1 - B},$$
$$B = \frac{v}{1 - v}$$

leicht auf die für verkehrstheoretische Untersuchungen geeigneteren Größen A und B umzurechnen.

Die Gegenüberstellung in Tabelle III weist nur geringe Differenzen im zulässigen Angebot auf, die für die praktische Planung unwesentlich sind. Diese Übereinstimmung ist auf die voraussetzungsgemäß große Anzahl von Verkehrsquellen und die absolut gesehen kleinen Verluste zurückzuführen. (Gewisse Abrundungenungenauigkeiten sind durch graphische Interpolationen entstanden.)

Zusammenfassend kann auf Grund der betrachteten Beispiele festgestellt werden, daß die beiden extremen Voraussetzungen über das Verhalten eines Teilnehmers im Verlustfall in den meisten praktischen Fällen zu nur unwesentlich abweichenden Ergebnissen führen. Wenn aber die Anzahl der Verkehrsquellen nicht viel größer als die der Abnehmerleitungen ist, werden die Verlust- bzw. Angebotsdifferenzen erheblich (siehe Abschnitt 4.2).

Zusammenstellung der verwendeten Symbole

- q Anzahl der Verkehrsquellen oder Zubringerleitungen zur Koppelanordnung,
 v Anzahl der Abnehmerleitungen hinter der vollkommenen Koppelanordnung,

Tabelle III. Zulässige Angebote A in Abhängigkeit vom Verlust B und der Anzahl der Abnehmerleitungen. Die Werte der mit T gekennzeichneten Zeilen sind den Tabellen in [5] entnommen, während die Werte der mit P gekennzeichneten Zeilen mit dem Leistungspolynom errechnet sind.

Anzahl v der Abnehmer- leitungen	Angebot A in Erl					
	Verlustwert B					
	0,2%	0,5%	1%	2%	5%	
2	0,105	0,146	0,190	0,262	0,412	T
	0,105	0,146	0,188	0,257	0,412	P
3	0,300	0,394	0,500	0,650	0,937	T
	0,293	0,393	0,498	0,643	0,934	P
4	0,594	0,758	0,92	1,14	1,58	T
	0,595	0,750	0,92	1,14	1,56	P
5	0,967	1,21	1,43	1,72	2,25	T
	0,954	1,19	1,42	1,71	2,26	P
6	1,40	1,68	1,97	2,35	3,00	T
	1,40	1,69	1,97	2,34	2,98	P
7	1,89	2,23	2,57	3,00	3,80	T
	1,85	2,23	2,56	2,99	3,78	P
8	2,41	2,82	3,21	3,71	4,61	T
	2,40	2,81	3,20	3,69	4,59	P
10	3,53	4,06	4,57	5,16	6,29	T
	3,53	4,05	4,53	5,15	6,27	P
12	4,76	5,35	5,98	6,71	8,04	T
	4,76	5,36	5,96	6,68	8,00	P
15	6,71	7,50	8,23	9,13	10,75	T
	6,70	7,46	8,20	9,09	10,69	P

- A Verkehrsangebot pro HVSt aus den q Quellen,
 y Leistung der v Abnehmerleitungen beim Angebot A ,
 $y_v = A - y \geq 0$ Verlustverkehr,
 t_m mittlere Belegungsdauer auf dem Abnehmerbündel,
 p_m mittlere Pausendauer auf dem Zubringerbündel,
 t_v mittlere Dauer einer Verlustbelegung auf dem Zubringerbündel,
 $C_A = A/t_m$ mittlere Anzahl der pro HVSt angebotenen Belegungen,
 $C_y = y/t_m \leq C_A$ mittlere Anzahl der pro HVSt geleisteten Belegungen,
 $C_v = C_A - C_y$ mittlere Anzahl der pro HVSt verlorenen Belegungen,
 $B = \frac{y_v}{A} = \frac{A - y}{A} = \frac{C_A - C_y}{C_A} = \frac{C_v}{C_A} \leq 1$ auf das Angebot A bezogener Verlust,
 x Zustandsvariable des Abnehmerbündels oder Anzahl der in einem beliebigen Beobachtungszeitpunkt gleichzeitig belegt vorgefundenen Abnehmerleitungen (mit $x = 0, 1, 2, \dots, v$)
 $w(x)$ Wahrscheinlichkeit des Zustandes x ,

- $P(x, t | x_0, t_0)$ bedingte Wahrscheinlichkeit, daß zur Zeit t genau x Belegungen existieren, wenn zur Zeit $t_0 < t$ genau x_0 Belegungen existierten,
 $P(x, t)$ Abkürzung für $P(x, t | x_0, t_0)$.

Schrifttum

- [1] BROCKMEYER, E., HALSTRÖM, H. L. und JENSEN, A., The life and works of A. K. Erlang. Transact. Dan. Acad. Techn. Sci. No. 2 [1948].
- [2] LOTZE, A., Theorie der Gefahrzeit vollkommener Bündel in Fernsprechwahlsystemen. Dissertation Techn. Hochschule Stuttgart 1953.
- [3] ENGSET, T., Die Wahrscheinlichkeitsrechnung zur Bestimmung der Wählerzahl in automatischen Fernsprechämtern. Elektrotech. Z. 39 [1918], 304–306.
- [4] WINKELMANN, K., Theoretische Berechnung der Wähler- und Leitungszahlen in Fernsprechanlagen. F. Westphal-Verlag, Wolfshagen 1936.
- [5] Tabellen der Deutschen Bundespost 503 Ta 1161.
- [6] MEHLIS, A., Etwas über Fernsprechverkehr. Mix & Genest Nachr. [1930], H. 1, 10–19.
- [7] SCHWIDERSKI, E., Der ungestörte Fernsprech-Normalverkehr. A. E. Ü. 12 [1958], 61–68.
- [8] DIETRICH, G. und WAGNER, H., Über die Erzeugung künstlichen Fernsprechverkehrs auf elektronischen Rechenautomaten (in Vorbereitung).

BUCHBESPRECHUNGEN

H. Zemanek, Elementare Informationstheorie. R. Oldenbourg Verlag, München 1959, 120 Seiten, 28 Bilder, 16 cm \times 23,5 cm, Ganzleinen DM 14,20.

Das Buch bringt in knapper Fassung einen wichtigen Ausschnitt aus der Informationstheorie, wie sie 1959 vorlag. Es betrachtet erstens das logische Netz und gibt dabei Beispiele für Reihen- und Gruppenverfahren, diskutiert die optimale Basis der Gruppen, definiert und veranschaulicht die Maße für Information und Redundanz. Es behandelt zweitens die Information als statistischen Vorgang im diskreten Fall und bringt dabei ausgezeichnet ausgewählte Beispiele. Die Informationsredundanz der Sprache und der Schrift, der Informationsfluß im Nervensystem, das Ohr und das Auge werden einbezogen. Drittens wird die statistische Zuordnung und viertens der Übergang zu kontinuierlichen Vorgängen auseinandergesetzt. In vielen Teilen gibt das Buch vor allem — aber nicht ausschließlich — die Shannonschen Gedanken wieder, bringt sie aber durch sehr klare Darstellung und viele geeignete Beispiele dem Leser näher, als es ein noch so gründliches Studium der Originalarbeiten ohne schöpferische Arbeit des Lesers tun könnte. Das Buch füllt gerade in didaktischer Hinsicht eine vielfach empfundene Lücke. Der Titel „Elementare Informationstheorie“ charakterisiert dabei in erster Linie die Methode, die mit elementaren Hilfsmitteln arbeitet, ohne im Ziel an Tiefe einzubüßen. Das Erscheinen des Buches wird allgemein begrüßt werden.

H. WOLTER

A. Dittl, Systeme mit modulierter Trägerwelle. Akademische Verlagsges., Leipzig 1958, VIII, 144 Seiten, 37 Bilder, 8 Anhänge, 16 cm \times 23,5 cm, Ganzleinen DM 19,80.

Das vorliegende Buch stellt einen Abriss zur Theorie der modulierten Signale dar, wobei hauptsächlich amplituden- und frequenzmodulierte Schwingungen behandelt werden. Besonderer Wert wird auf die Berechnung von Verzerrungen von Signalen mit modulierter Trägerwelle gelegt. Wegen der Widersprüche bei den Berechnungen der Verzerrung bei anderen Autoren werden die Begriffe „Amplitude“ und „Frequenz“ neu definiert. Die abgeleiteten Definitionen scheinen den praktischen Verhältnissen nahe zu kommen. Kapitel 5 enthält komplizierte Formeln für die Verzerrungen frequenzbegrenzter Signale in amplituden- und frequenzmodulierten Systemen. Es ergibt sich, daß die Verzerrungen amplituden- und frequenzmodulierter Systeme lineare und quadratische Komponenten sowie Glieder höherer Ordnung enthalten. Wegen der mathematischen Schwierigkeiten, die bei der Behandlung dieser Probleme auftreten, wird in einem Kapitel eine Anleitung gegeben, wie die Verzerrun-

gen zu berechnen sind. Die Beispiele behandeln symmetrische Bandverstärker.

Das letzte Kapitel enthält Betrachtungen über den Einfluß der Störsignale, wobei als Störwelle eine Rauschträgerwelle, eine modulierte Welle und eine abgeschwächte reflektierte Welle betrachtet werden. Die Anhänge bringen einige Rechenregeln mit Spektralfunktionen, die Pol-Nullstellendarstellung in der komplexen p -Ebene, Tabellen zur Berechnung der Ableitungen der Frequenzcharakteristik einiger Verstärkertypen, Phasenzerrerr als überbrückte T-Glieder sowie Amplituden kreuzmodulierter Spektrallinien.

71 Literaturstellen beschließen den gut abgehandelten Stoff. Das für das Spektrum der Zeitfunktionen benutzte Symbol $\text{spectr. } [f(t); \omega]$ ist ungeeignet, die sonst übliche Bezeichnung $F(p) = \mathcal{L}\{f(t)\}$ ist zweckmäßiger.

Das Buch zeichnet sich durch klare Darstellungsweise aus, schöne Ausstattung vonseiten des Verlages tragen zu seinem Wert bei.

Infolge des überwiegend theoretischen Charakters ist es für Hochfrequenzingenieure der Fachrichtung theoretische Elektrotechnik von Nutzen, falls die hier aufgeworfenen Probleme an sie herangetragen werden.

V. FETZER

F. Früngel, Impulstechnik; Erzeugung und Anwendung von Kondensatorentladungen. Akademische Verlagsges., Leipzig 1960, X, 575 Seiten, 259 Bilder, 15,5 cm \times 22 cm, Ganzleinen DM 54,-.

Bei der Wahl des Haupttitels zu diesem Buch wurde ein Fehlgriff getan, denn unter dem Begriff „Impulstechnik“ denkt man im allgemeinen vorwiegend an elektronische Schaltungen der Fernseh-, Radar-, Pulsmodulations- und Rechenmaschinentechnik, die hier aber nicht behandelt werden. Das Buch befaßt sich, dem Untertitel entsprechend, mit der Erzeugung und Anwendung von Energie-Impulsen durch Kondensatorentladungen. Auf mathematische Hilfsmittel wird weitgehend verzichtet. Nach allgemeinen Betrachtungen über Kondensatorentladungen werden Thyratrons, Ignitrons und weitere elektrische und elektromechanische Schaltgeräte beschrieben. Die Hauptabschnitte sind größtenteils der Umwandlung der Entladungsenergie in Stromstöße, Spannungstöße, Röntgenblitze, Wärme, Magnetfelder, Schall- und Lichtimpulse und deren Anwendungsmöglichkeiten in der Röntgentechnik, Werkstoffbehandlung, Kernphysik, Meteorologie, Photographie usw. gewidmet. Besonders erwähnt werden sollen die Kapitel über die Funkenkammer und die Hochfrequenzkondensatorentladung.

Der Verfasser stellt in diesem Buch vorwiegend Geräte seiner eigenen Firma in den Vordergrund.

S. W. WAGNER

Ein Mehrkanal-Impuls-Verzögerungsgerät für extreme Anforderungen

Von HANS H. MAIER, HORST G. HARTNER und EMIL PFENDER

Mitteilung von der Arbeitsgemeinschaft für Hochtemperaturforschung der Technischen Hochschule Stuttgart

(A.E.Ü. 14 [1960], 515–519; eingegangen am 1. September 1960)

DK 621.374.5

Es wird ein Gerät beschrieben, das an mehreren Ausgängen kurze Rechteckimpulse mit sehr steilen Impulsflanken erzeugt, deren zeitlicher Einsatz gegeneinander im Bereich von $0,1 \mu\text{s}$ bis 1 ms mit großer relativer Genauigkeit verschoben werden kann. Die Veränderung der Verzögerungszeiten erfolgt durch Grobeinstellung von vier Dekaden, innerhalb derer mittels eines Drehpotentiometers mit zehnfachem Umlauf die Feineinstellung vorgenommen wird. Die erzeugten Impulse haben eine Länge von $0,4 \mu\text{s}$ und eine Amplitude von 120 V , wobei die Vorderflanke eine Amplitude von 150 V erreicht. Die Anstiegszeit der Vorderflanke, zwischen 10% und 90% der Impulsamplitude gemessen, beträgt $0,02 \mu\text{s}$. Zur Einstellung des Oszillographen kann das Gerät auch periodisch mit variabler Impulsfolgefrequenz von $0,5$ bis 50 Hz betrieben werden. Über einen Triggereingang ist zusätzlich die Möglichkeit einer externen Triggerrichtung vorgesehen.

Die zeitlichen Schwankungen des Impulseinsatzes (Jitter) sind $< 0,1\%$. Abschließend wird ein Anwendungsbeispiel besprochen.

A device is described that produces at a number of outputs short rectangular pulses with very steep edges whose onset in time can be shifted from $0.1 \mu\text{s}$ to 1 ms with respect to each other with high relative accuracy. The delay times are varied by the coarse setting of four decadic controls, while a fine setting of intermediate values is effected on a rotary potentiometer with ten revolutions. The pulses generated are $0.4 \mu\text{s}$ long and have an amplitude of 120 V , while the leading edge comes up to an amplitude of 150 V . The rise time of the leading edge, measured between 10% and 90% of the pulse amplitude, is $0.02 \mu\text{s}$. For setting the oscilloscope the device can also be run periodically with a variable pulse repetition rate of 0.5 to 50 c/s . An extra trigger input provides further for optional external triggering. The time jitter of the pulse onset is $< 0.1\%$. Finally an applicational example is discussed.

1. Einleitung

Die Impulstechnik gewinnt heute in Forschung und Technik zur elektronischen Steuerung der verschiedenartigsten Vorgänge immer mehr an Bedeutung, wobei die Anforderungen an die Einsatzgenauigkeit und die Steilheit der Impulsflanken ständig wachsen.

Das vorliegende Gerät wurde von uns für dringliche Erfordernisse der Hochtemperaturforschung entwickelt. Es stellt einen unentbehrlichen Bestandteil der dort geübten Experimentiertechnik dar. Die Anwendungsmöglichkeiten dieses Gerätes sind jedoch nicht auf diesen Sektor beschränkt. Überall, wo es auf eine exakte zeitliche Auslösung bestimmter Vorgänge oder auf eine genaue gegenseitige Zuordnung verschiedener Vorgänge ankommt, kann ein solches Gerät eingesetzt werden. Geräte mit ähnlicher Funktion, jedoch etwas anderen Eigenschaften, werden bereits serienmäßig hergestellt [1], [2].

2. Wesentliche Schaltungsbestandteile des Gerätes

2.1. Der kathodengekoppelte monostabile Multivibrator

Bild 1 zeigt die Schaltung eines monostabilen Multivibrators, der zur Einstellung der Verzögerungszeiten verwendet wurde [3], [4]. Die beiden Stufen sind über den Koppelkondensator C sowie galvanisch über den gemeinsamen Kathodenwiderstand R_k gekoppelt. Im stationären Ruhezustand ist das erste System RÖ I gesperrt und das zweite System RÖ II zieht Anodenstrom, wodurch am Kathodenwiderstand eine Spannung $U_k = i_{a2} R_k$

abfällt. Der Anstoß erfolgt durch einen positiven Impuls am Gitter von RÖ I. Der einsetzende Anodenstrom i_{a1} bewirkt am Anodenwiderstand R_1 einen Spannungsabfall, der über den Koppelkondensator C das zweite System RÖ II sperrt. Die Zunahme von i_{a1} ist hierbei kleiner als die Abnahme

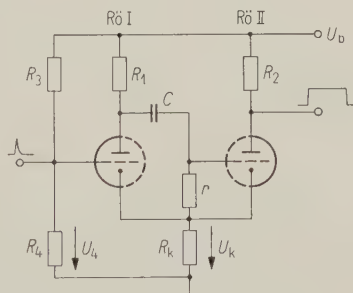


Bild 1. Schaltung eines kathodengekoppelten monostabilen Multivibrators.

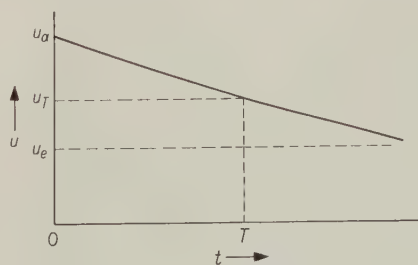


Bild 2. Verlauf der Spannung am Kondensator C ; u_a Anfangsspannung, u_e Endspannung, u_T Spannung an C bei Erreichen der Gitterspannung U_{S2} , $U_{S1,2}$ Gittersperrspannungen.

von i_{a2} , so daß am Kathodenwiderstand ein negativer Impuls entsteht. Die Verweilzeit T im quasi-stationären Zustand wird bestimmt durch die Entladung von C über r , bis die Steuerwirkung von Röhre II wieder einsetzt. Der ansteigende Anodenstrom i_{a2} erhöht das Kathodenpotential, wodurch Röhre I gesperrt wird und die Schaltung somit in ihren Ruhezustand zurückkippt.

Die Entladung von C ergibt sich nach der Funktion (siehe Bild 2)

$$u = (u_a - u_e) e^{-t/\tau} + u_e.$$

Für die Zeit T ergibt sich

$$T = \tau \ln \frac{u_a - u_e}{u_T - u_e}.$$

Mit

$$u_a = U_b - i_{a2} R_k,$$

$$u_e = U_b - i_{a1} (R_1 + R_k),$$

$$u_T = u_e + U_{S2},$$

$$\tau = Cr$$

erhält man für die Impulslänge T

$$T = rC \ln \frac{i_{a1} R_1 - R_k (i_{a2} - i_{a1})}{U_{S2}}.$$

Der Zähler des logarithmischen Bruches entspricht der Verminderung der treibenden Spannung an dem Koppelkondensator C , d. h. dem Spannungssprung am Gitter von Röhre II nach dem Kippvorgang. Der logarithmische Ausdruck muß positiv sein und so läßt sich die notwendige Bedingung für ein normales Arbeiten des monostabilen Multivibrators durch die Ungleichung

$$i_{a1} R_1 - R_k (i_{a2} - i_{a1}) > U_{S2}$$

ausdrücken. Diese Bedingung ist jedoch noch nicht hinreichend. Um eine monostabile Arbeitsweise, d. h. die Sperrung von Röhre I im Ruhezustand, zu gewährleisten, muß noch die Ungleichung

$$U_{g1} = i_{a2} R_k - U_4 > U_{S1}$$

erfüllt sein.

2.2. Der anodengekoppelte Sperrschwinger

Zur Erzeugung des steilen Ausgangsimpulses hat sich die Sperrschwingerschaltung nach Bild 3 als günstig erwiesen. Die verwendete Doppeltriode E182CC, die auch für die Multivibratoren verwendet wurde, hat eine große Steilheit und verträgt sehr hohe Impulsströme (bis zu 800 mA), wodurch trotz

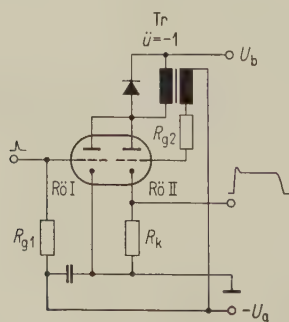


Bild 3. Sperrschwingerschaltung.

eines kleinen Kathodenwiderstandes eine genügend hohe Impulsamplitude erzielt werden kann. Infolge des kleinen Belastungswiderstandes der Schaltung können sich die Röhrenkapazitäten sehr rasch umladen. Hierdurch werden die großen Flankensteilheiten der Ausgangsimpulse erreicht.

Im Ruhezustand sind beide Systeme des Sperrschwingers durch die negative Gittervorspannung gesperrt. Wird die Schaltung durch einen positiven Triggerimpuls angestoßen, so zieht Röhre I Anodenstrom, wodurch über den Impulstransformator Tr infolge des negativen Übersetzungsverhältnisses eine positive Spannung am Gitter der Röhre II induziert wird. Der einsetzende Anodenstrom von Röhre II verstärkt die Flußänderung im Impulsübertrager Tr , so daß Röhre II sehr rasch entsperrt wird und ein steiler Ausgangsimpuls entsteht.

Die Diode unterdrückt Eigenschwingungen des Impulsübertragers, wobei ein Überspringen, das eine Versteilerung der Vorderflanke bewirkt, bestehen bleibt. Durch hochpermeable Ferritkerne des Impulsübertragers und kleine Windungszahlen, d. h. kleine Induktivitäten und Wicklungskapazitäten, können steile Impulse erzeugt werden. Als Nachteil ist mit der Verringerung der Windungszahlen eine Abnahme der Impulslänge im Kauf zu nehmen. Die Steilheit und Amplitude des Anstoßimpulses (bis in den zulässigen Gitterstrombereich) ist von großem Einfluß auf den Ausgangsimpuls. Durch Hintereinanderschalten zweier Sperrschwingerstufen erreicht man sowohl einen genügend langen Ausgangsimpuls als auch eine sehr steile Vorderflanke des Ausgangsimpulses. Außerdem erübrigt diese Sperrschwingerschaltung eine Kathoden-Endstufe.

3. Wirkungsweise des Gerätes

3.1. Verzögerungskanal

An Hand des Blockschaltbildes sowie des Gesamtschaltbildes (Bilder 4 und 5) soll die Funktionsweise des Gerätes erläutert werden: Mit Hilfe des Steuermultivibrators läßt sich die Verzögerungszeit — durch Veränderung des Koppelkondensators C (Grobeinstellung) und des Widerstandes r (Feineinstellung) — einstellen. Zwischen den Steuermultivibrator und den Sperrschwinger ist eine Umkehrstufe eingeschaltet. Die Rückflanke des umgekehrten Steuerimpulses liefert nach Differentiation den positiven Triggerimpuls für den ersten Sperrschwinger. Diese Umkehrstufe wirkt gleichzeitig als Versteilerungsstufe, da die Röhre im Impulsbetrieb arbeitet. Infolge des kleinen Anodenwiderstandes und des dadurch bedingten großen Impulsstromes wird eine Impulsversteilerung erzielt. Die Anstiegszeit der differenzierten Rückflanke beträgt $0,06 \mu s$ bei einer Impulsamplitude von 50 V. Hierdurch wird die große Einsatzgenauigkeit der verzögerten Ausgangsimpulse gewährleistet.

Bild 6 zeigt einen Ausgangsimpuls eines beliebigen Kanals. In Bild 7 ist der Anstieg, auf den es bei den Steuervorgängen ankommt, bei höherer Zeitauflösung dargestellt.

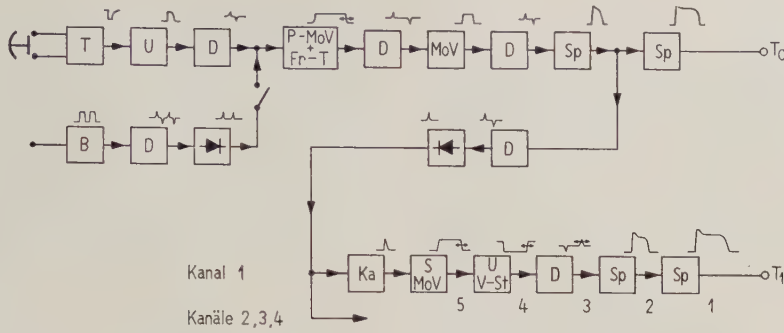


Bild 4. Blockschaltbild des Impulsverzögerungsgerätes.

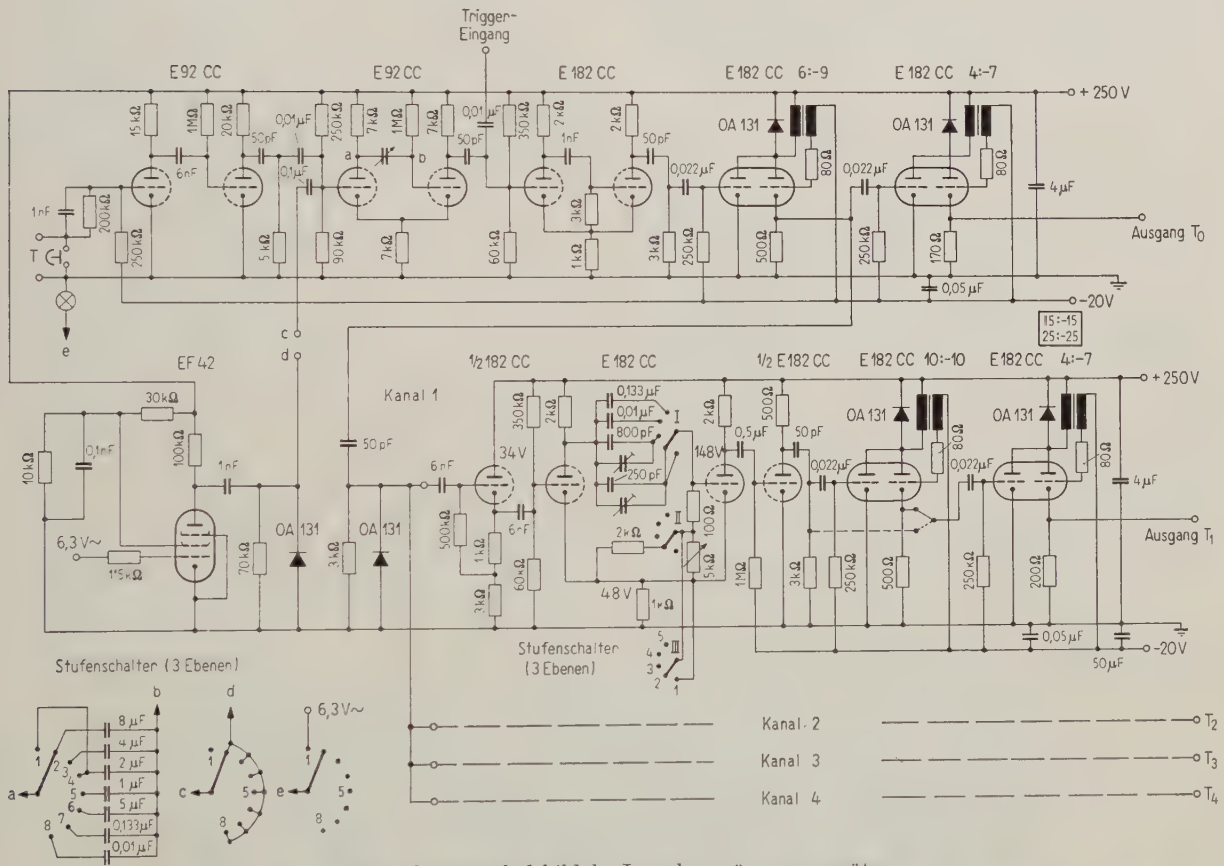


Bild 5. Gesamtschaltbild des Impulsverzögerungsgerätes.

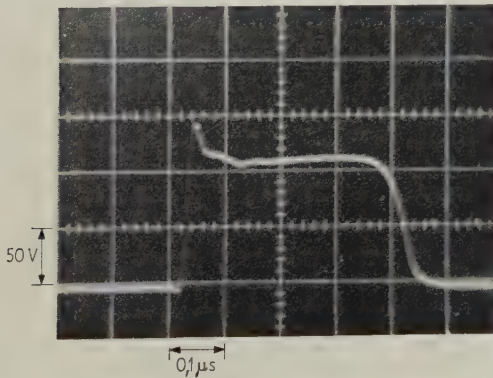


Bild 6. Ausgangsimpuls eines Kanals.

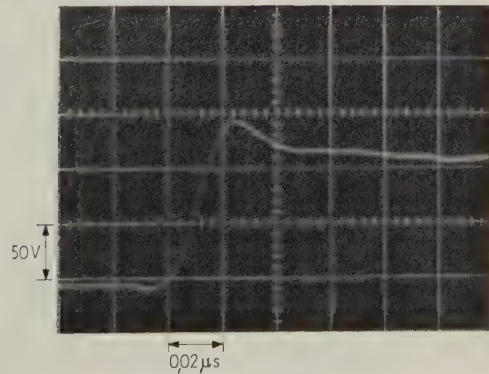


Bild 7. Anstieg der Vorderflanke eines Ausgangsimpulses.

3.2. Steuerung der Kanäle

Die Einzelauslösung kann durch Tastendruck, mit einem parallel geschalteten Photokontakt oder ähnlichem vorgenommen werden. Beim Schließen der Taste T wird durch Aufladen eines Kondensators kurzzeitig die negative Gittervorspannung der Teströhre kurzgeschlossen. Der hierbei an der Anode entstehende negative Impuls stößt nach Umkehrung und Differentiation einen monostabilen Multivibrator, den sogenannten Prell-Multivibrator an, der infolge seiner großen Zeitkonstante lange Rechteckimpulse liefert, so daß alle Prellungen der Taste in den Zeitraum der Impulsdauer fallen.

Über ein Differenzierglied, einen zweiten Multivibrator, der steile Impulse erzeugt, und ein weiteres Differenzierglied wird schließlich ein Sperrschwinger getriggert. Mit diesem Sperrschwingerimpuls werden sowohl der Ausgangssperrschwinger T_0 als auch die einzelnen Verzögerungskanäle über Kathodenstufen angestoßen.

Zur periodischen Triggerung wird eine Rechteckspannung verwendet. Als Begrenzerschaltung dient zu ihrer Erzeugung eine Pentode, deren Arbeitspunkt im unteren Kennlinienknick liegt und die mit der Heizspannung von 6,3 V angesteuert wird. Die negative Halbwelle wird durch Aussteuerung in das Sperrgebiet und die positive Halbwelle durch Aussteuerung in das Sättigungsgebiet begrenzt. Diese Impulse werden differenziert und gleichgerichtet auf den Eingang des Prell-Multivibrators gegeben, dessen Zeitkonstante durch den Stufenschalter von 0,22 s bis 2 s verändert werden kann. Die Prellstufe erfüllt daher im periodischen Betrieb die Funktion eines Frequenzteilers.

4. Kurzzeitschwankungen des Impulseinsatzes (Jitter)

Durch Verwendung von Präzisionspotentiometern mit zehnfachem Umlauf erreicht man einen sehr

genauen und konstanten Wert des Widerstandes r der Verzögerungseinstellung und damit auch einen sehr konstanten Einsatz des steilen Ausgangsimpulses. Bei einer Verzögerungszeit von 1 ms schwankt der Einsatz um $\pm 0,2 \mu\text{s}$, was einer Genauigkeit von $\pm 0,2\%$ entspricht. Bei kleineren Verzögerungszeiten im Bereich von 1 μs liegen die Schwankungen unterhalb der Meßgrenze unseres Oszillographen (Tektronix Type 517 A mit Zeitbasis 5 ns/cm).

5. Konstruktiver Aufbau

Die vier Verzögerungskanäle sind in Form von Einschüben mit Messerkontaktleisten ausgeführt. In einem der vier Kanäle kann der Impulsüberträger des Ausgangssperrschwingers ausgewechselt werden, so daß bei Bedarf durch größere Windungszahlen längere Impulse mit etwas längeren Anstiegszeiten der Vorderflanke zur Verfügung stehen. Ein eingebautes Netzgerät liefert die hochstabilisierte Anoden- und Gitterspannung. Das ganze Gerät kann wiederum als Einschub in einen größeren Geräteschrank (siehe Bild 8) eingebaut werden.

6. Anwendungsbeispiel

Im Rahmen unserer Versuche zur Darstellung hoher Temperaturen bei großen Teilchendichten wird über einen vorionisierten Kanal (wirbelstabilisierter Bogen mit Achsentemperaturen von etwa 15000 bis 20000° K) eine Kondensatorbatterie entladen. Zur Auslösung der Impulsentladung, zur Triggerung des Oszillographen sowie zur Steuerung eines Bildwandlers (Belichtungszeit etwa 10^{-7} s) wird das beschriebene Impulsverzögerungsgerät eingesetzt (vgl. Bild 9).

Um Aufschluß über das Verhalten des Entladungskanals während einer stromstarken Impulsentladung ($i_{\text{max}} = 10^5$ A) zu gewinnen, werden gezielte Bildwandlernaufnahmen gemacht [5]. Der

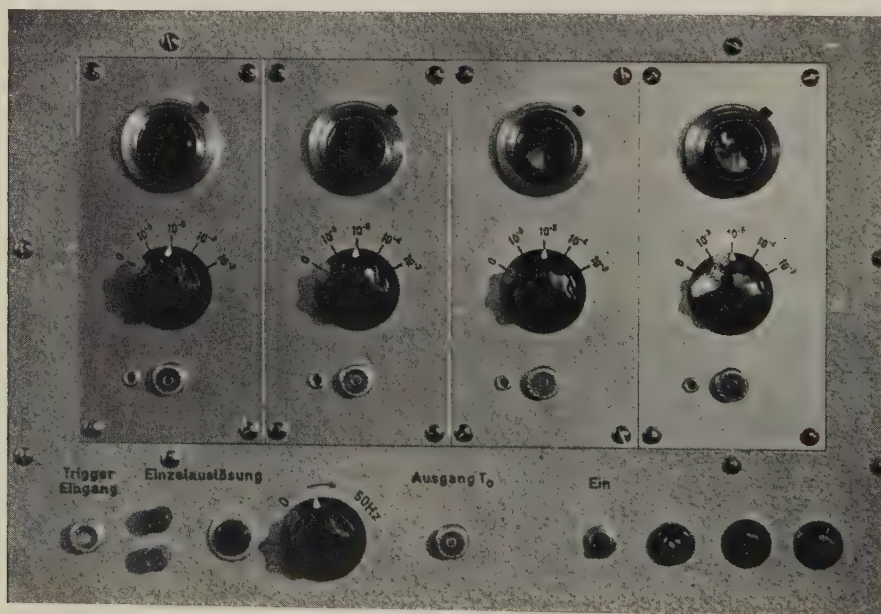


Bild 8. Frontansicht des Gerätes.

Photoverschluß der Bildwandlernaufnahmeapparat (Taste T) stößt über den 1. Kanal des Impulsverzögerungsgerätes (R) den Hochspannungsgenerator (HG) an. Der entstehende Reizfunke bringt die Funkenstrecke (F) zum Durchschlag und der Kondensator (C) entlädt sich über die Entladungskammer (E). Der 2. Kanal des Impulsverzögerungsgerätes steuert über den Impuls-generator (IG) den Öffnungsimpuls des Bildwandler (BW).

Der 3. Kanal löst die Zeitablenkung des Zweistrahloszillographen (Osz.) aus, mit dem der Einsatz

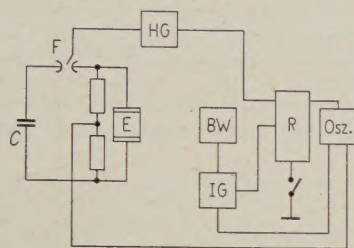


Bild 9. Blockschaltbild einer Versuchsanordnung mit dem Impulsverzögerungsgerät.

- R Vierkanalimpulsverzögerungsgerät (Retarder),
- Osz Zweistrahloszillograph,
- IG Impuls-generator für Bildwandler,
- BW Bildwandler,
- HG Hochspannungsgenerator,
- F Funkenstrecke,
- E Entladungskammer,
- C Impulskondensator.

der Kondensatorentladung und der Bildwandleröffnungsimpuls oszillographiert werden. Diese Maßnahme ist notwendig, um den Zeitpunkt der Bildwandlernaufnahme genau zu bestimmen. Durch die unvermeidbaren statistischen Schwankungen beim Durchbruch der Funkenstrecke stimmt das vor dem Versuch eingestellte Zeitintervall zwischen Kanal 1 und 2 nicht genau mit dem Zeitpunkt der Bildwandlernaufnahme, bezogen auf den Einsatz der Kondensatorentladung, überein.

Da sich die interessierenden Vorgänge während der ersten Mikrosekunden der Kondensatorentladung abspielen, war die Entwicklung eines entsprechenden Impulsverzögerungsgerätes unumgänglich.

Dem Wirtschaftsministerium Baden-Württemberg sowie dem Bundesatomministerium sei für die Förderung dieser Arbeit gedankt.

Schrifttum

- [1] Dr.-Ing. FRANK FRÜNGEL GmbH, Hamburg-Rissen.
- [2] HEWLETT-PACKARD, Palo Alto, Cal., U.S.A.
- [3] MAJEROWITSCH, L. A. und SELITSCHENKO, L. G., Impulstechnik, S. 370 ff. Verlag Berliner Union, Stuttgart 1960.
- [4] HAAS, G., Grundlagen und Bauelemente elektronischer Ziffernrechnemaschinen, Valvo Berichte 5, Bd. IV, 1958.
- [5] HÖCKER, K. H. und KLUGE, W., Ohmsche Aufheizung vollionisierter Plasmen hoher Dichte. Proceedings of the Fourth Internat. Conference on Ionisation Phenomena in Gases, Uppsala 1959, IV A 904.

BUCHBESPRECHUNGEN

H. E. Penrose und R. S. H. Boulding, Grundlagen und Praxis der Radartechnik. Verlag Berliner Union, Stuttgart 1959, Ganzleinen, beide Bände zusammen DM 86,—. Band 1: Prinzipien und Bauelemente (518 Seiten, 408 Bilder, 4 Tafeln), Band 2: Anlagen und Wellenleitertheorie (350 Seiten, 174 Bilder, 8 Tafeln).

Das Buch ist eine Einführung in die Radartechnik, die sich bemüht, beim Leser möglichst wenig Vorkenntnisse vorauszusetzen. Der Aufbau gliedert sich diesem Zweck entsprechend. Die einleitenden Kapitel geben bereits umfassende Vorstellungen darüber, worauf es ankommt, sie verweisen für Einzelheiten auf die späteren Kapitel, die die Technik der Teilgebiete ziemlich in sich geschlossen darstellen. Didaktisch ist diese Darstellungsweise ein großer Vorzug.

Nach den einleitenden vier Kapiteln über Grundbegriffe und den Kerngedanken des Radar, durch Rückstrahlung empfangene Energie zur Entfernungsmessung zu verwerten, stellt Kapitel 5 eine Art Vorwort zu den folgenden Abschnitten dar, die in guter und vollständiger Weise die vielfältigen Aufgaben der Hochfrequenz behandeln, vor die Radar stellt. Kapitel 11 und 12 sind der Zeitbasis und ihrer Anwendung zur Entfernungsmessung gewidmet, 13 und 14 den Spezialröhren und Hohlraumresonatoren für ultrahohe Frequenzen; die 50 Seiten, die dem Magnetron gelten, sind besonders geglückt. Dann folgen 8 Kapitel über die Baugruppen der Radaranlagen: Sender, Empfänger, Sichtgeräte, Radarantennensysteme, Speiseleitungen dafür, Duplexersysteme, die Leitstrahlerzeugung und die Einstellung der Drehantennen. Ein Abschnitt über die Prüfung von Radaranlagen beschließt den 1. Band.

Der 2. Band ist der Beschreibung fast ausschließlich englischer Radaranlagen gewidmet, die auch fast alle 3-cm-Wellen verwenden. Die Anlagen sind für verschiedene Zwecke bestimmt, zur Luftraum- und Flughafenüberwachung, für Präzisionsanflüge, als Hafenradar, vor allem aber für Schiffe. — Als eine Art Anhang behandeln die letzten drei Kapitel Über-

tragungsleitungen, Hohlleiter und Hohlraumresonatoren theoretisch, sie stützen sich dabei wie das ganze Buch aber mehr auf Zeichnungen und die Anschauung als auf Formeln.

Die didaktische Grundkonzeption läßt sich natürlich nicht ohne Einschränkung und Kompromisse durchführen: Bereits im 2. Kapitel kommt es zu Ausführungen, für deren Begründung zwar auf andere Kenntnisse verwiesen wird, die in ihrer Gedrängtheit aber doch nicht unbedingt überzeugen. Ähnliche Einwände lassen sich auch sonst erheben. Sie treten aber hinter den großen Vorzügen der Darstellungsweise zurück, durch die sie bedingt sind.

Dagegen müssen zur Übersetzung und Prägung der Einzelausdrücke ein paar kritische Worte gesagt werden. Es ist gewiß schwer, auf einem in so rascher Entwicklung befindlichen Gebiet schon die Vollendung zu geben, die lang bekannte oder gar abgeschlossene Wissensgebiete aufweisen. Trotzdem hätte mehr Rücksicht auf die Ausdrücke genommen werden können, die sich bei den Anwendern in Luft- und Seefahrt eingebürgert haben. „Impulsbreite“ wird hier allgemein abgelehnt, „Impulsdauer“ ist anschaulicher und klarer. Vorausanzeige, Entfernungsrings, Kursradar oder Seemeile, Ruderhaus, Verschiebung — um Beispiele gut verständlicher und eingebürgerter Worte aus zwei verschiedenen Gruppen zu nehmen — wären besser am Platz gewesen als die wenig anschaulichen und mißverständlichen Ausdrücke Kursmarkierung, Markierkreise, Fahrweganzeiger oder Nautische Meile, Steuerhaus, Drift (bedeutet in der Seefahrt ganz etwas anderes!). Die undeutsche Pluralbildung „Radars“, „der Azimut“ u. ä. lassen weitere Wünsche offen. Überhaupt merkt man allzuoft, daß es eine Übersetzung ist.

Ungeachtet solcher Einwände ist das Buch zu empfehlen; da angesichts der 5 englischen Auflagen in wenigen Jahren vielleicht auch bald mit einer weiteren Auflage in Deutschland zu rechnen ist, seien sie aber ebenso geäußert wie der Wunsch, dann auch ein paar Druckfehler zu beseitigen, vor allem S. 143, Bd. 2 Dr. Fack statt Fock. H. C. FREIESLEBEN

Elsevier's Fachwörterbuch für Verstärkung, Modulation, Empfang und Senden (in 6 Sprachen, zusammengestellt und nach dem englischen Alphabet geordnet von W. E. CLASON). R. Oldenbourg Verlag, München 1960, 15 cm × 22,5 cm, Ganzleinen DM 72,—.

Dieses neueste Glied der bereits recht stattlichen Reihe Elsevier'scher mehrsprachiger Wörterbücher befaßt sich mit über 2900 Stichwörtern, vorwiegend Hauptwörtern, mit den einleitend genannten Teilgebieten der Hochfrequenz- und Nachrichtentechnik. Die Einträge sind horizontal angeordnet. Auf der linken Seite findet sich jeweils die laufende Nummer, das englisch/amerikanische Fachwort, ein Symbol für das engere Fachgebiet z. B. „Senden“, eine gute englische Definition und dann auf der gegenüberliegenden rechten Seite Übersetzungen der Wörter in die französische, spanische, italienische, niederländische und deutsche Sprache und zuletzt noch einmal die laufende Nummer. Zu jeder Sprache gehört weiter ein alphabetisches Register; es nennt zu jedem Wort die Nummer, unter der die Übersetzungen im Hauptregister zu finden sind. Das Aufschlagen jedes Wortes verlangt daher zwei Arbeitsgänge, außer wenn man vom Englischen ausgeht. Ein Daumenregister erlaubt jede Sprache sofort aufzufinden. Die Ausstattung des Buches ist sehr gut: handliches Format, biegsamer Einband und gutes Papier. Man freut sich auch, manchen Fachwörtern zu begegnen, die sonst in Wörterbüchern selten vorkommen wie „bottoming“, „bootstrap circuit“, „long-tailed pair“, obwohl es leider für die meisten dieser mit angelsächsischer Unbekümmertheit gebildeten Wörter noch gar keine prägnanten Äquivalente in anderen Sprachen gibt; schon die englische Definition ist hier aber sehr wertvoll. Manchmal findet man allerdings auch sonst nicht ganz die Ausdrücke, die man erwartet: „retardation coil“ ist beispielsweise keine Verzögerungs-, sondern eine Drosselspule und der Hartley- bzw. Colpitts-Oszillator sind bei uns einfach die induktive bzw. die kapazitive Dreipunktschaltung.

Bücher mit so viel Sprachen gleichzeitig werden vor allem jenen von Nutzen sein, die sich beruflich oder privat nach- einander mit den verschiedensten Sprachen abgeben. Der eigentliche Fachübersetzer aber wird sich auf eine einzige Fremdsprache beschränken müssen, braucht dafür allerdings dann einen geradezu ungeheuerlich großen Wortvorrat und es ist noch nicht abzusehen, wann jemand je Zeit finden sollte, so umfangreiche Wörterbücher herzustellen. Bis dahin wird somit jedes sonstige Wörterbuch eben doch eine will- kommene Unterstützung darstellen.

W. KAUTTER

H. A. Müser, Einführung in die Halbleiterphysik. Verlag Dr. D. Steinkopff, Darmstadt 1960, XVI, 237 Seiten, 35 Bilder, 2 Tabellen, 15 cm × 21,5 cm, broschiert DM 40,—, gebunden DM 43,—.

Wie im Vorwort erwähnt, ist dieses Buch aus den Erfahrungen der Vorlesungspraxis entstanden. Dies merkt man dem Buch auch deutlich an. Die vorangesetzten mathematischen und physikalischen Kenntnisse sind jene eines Studenten in den mittleren Semestern. In den einzelnen Kapiteln werden behandelt:

1. Der idealisierte Halbleiter,
2. Der Halbleiter mit Störstellen.
3. Der Halbleiter unter der Wirkung elektromagnetischer Felder und dem Einfluß der Temperatur,
4. Die Halbleiteroberfläche,
5. Der Halbleiter mit gestörtem thermodynamischem Gleichgewicht,
6. Die Messung der Halbleiterkonstanten.

Die verwendeten Symbole nebst ihren Dimensionen sind in einer Tabelle am Anfang des Buches zusammengestellt worden. Die Behandlung der Gegenstände ist flüssig und von ausgezeichneter Klarheit. Diese „Einführung“ sei jedem Studenten oder Praktiker, der Halbleiter behandelt, wärmstens empfohlen.

M. STRUTT

KURZE MITTEILUNGEN

Tagung der Fernsehtechnischen Gesellschaft e.V.

Die Fernsehtechnische Gesellschaft e.V. hielt ihre Jahres- tagung 1960 in der Zeit vom 12. bis 16. September in Stutt- gart ab. Über 400 Teilnehmer, davon 80 aus dem Ausland, nahmen teil. Die Organisation der Vorträge hatte, wie in den vergangenen Jahren, Herr Prof. Dr. R. THEILE übernommen. In 45 Kurzvorträgen wurden Berichte aus den verschiedensten

Gebieten der Fernstechnik gegeben. Besonders lebhafte Diskussion riefen die Berichte aus dem Farbfernsehen und der Magnetbandtechnik hervor. Diese gaben bereits einen Vorschau auf die sicher nicht minder interessante Tagung des kommenden Jahres. Sie ist für den Monat Oktober in Aachen geplant.

J. SCHUNACK

Fachtagungen der NTG

Vom 11. bis 14. April 1961 veranstaltet die Nachrichten- technische Gesellschaft (NTG) aufeinanderfolgend in Karls- ruhe die folgenden beiden Fachtagungen:

- „Aufnahme und Verarbeitung von Nachrichten durch Organismen“
- „Lernende Automaten“

Im Verlauf der Tagung kommen mehr als 30 in- und aus-

ländische Fachleute mit Einzelvorträgen über die beiden oben genannten Rahmenthemen zu Wort.

Ausführliche Programme sind ab Januar 1961 kostenlos bei der

Nachrichtentechnischen Gesellschaft im VDE (NTG),
Frankfurt a. M. S 10, Stresemann-Allee 21

erhältlich.

Mitarbeiter dieses Heftes:

K. Emden, Pfaffhausen/Zü., Zürichstraße 592, Schweiz; Dr. V. Fetzner, Stuttgart-13, Lembergstraße 20; Dr. H. C. Freiesleben, Hamburg 43, Straßburger Straße 22; Dipl.-Ing. E. Harnischmacher, Ionosphären-Institut, Breisach (Rhein); Dipl.-Ing. H. G. Hartner, Arbeitsgemeinschaft Hochtemperaturforschung der T. H., Stuttgart-Degerloch, Obere Weinsteige 32; Dr. W. Kautter, Großhesselohe bei München, Kreuzeckstraße 20; Dr. K.-H. Kupferschmidt, Institut für Hochfrequenztechnik der T. H., Aachen, Templergraben 55; Dipl.-Ing. H. H. Maier, Arbeitsgemeinschaft Hochtemperaturforschung der T. H., Stuttgart-Degerloch, Obere Weinsteige 32; Dr. M. Müller, i. H. Standard Elektrik Lorenz AG, Pforzheim, Ostl. Karl-Friedrich-Straße 120; Dr. E. Pfender, Arbeitsgemeinschaft Hochtemperaturforschung der T. H., Stuttgart-Degerloch, Obere Weinsteige 32; Dr. H. Porsche, Ionosphären-Institut, Breisach (Rhein); Dipl.-Ing. W. Seiffarth, i. H. Siemens & Halske AG, Röhrenfabrik, Berlin-Siemensstadt; Dipl.-Ing. K.-H. Steiner, Institut für Fernmelde- und Hochfrequenztechnik der T. H., Braunschweig, Mühlenpfordtstraße 23; Dipl.-Math. H. Wagner, i. H. Standard Elektrik Lorenz AG, Stuttgart-Zuffenhausen, Hellmuth-Hirth-Straße 42; Dipl.-Ing. S. W. Wagner, Karls- ruhe, Holderweg 6; Prof. Dr. H. Wolter, Marburg (Lahn), Renthof 5.

Alle Rechte, auch die der photomechanischen Wiedergabe, sind vorbehalten, jedoch wird gewerblichen Unternehmen die Anfertigung einer photo- mechanischen Vervielfältigung (Photokopie, Mikrokopie) von Beiträgen oder Beitragsteilen für den innerbetrieblichen Gebrauch nach Maßgabe des zwischen dem Börsenverein des Deutschen Buchhandels und dem Bundesverband der Deutschen Industrie abgeschlossenen Rahmenabkommens gegen Bezahlung der dort vorgesehenen Gebühren an die Inkassostelle für Photokopiergebühren beim Börsenverein des Deutschen Buchhandels, Frankfurt am Main, gestattet. Werden die Gebühren durch Wertmarken der Inkassostelle entrichtet, so ist für jedes Photokopierblatt eine Marke im Betrag von —,30 DM zu verwenden.

Schriftleitung:

Dr. phil. J. Piesch,
Wien IV/50, Karlsplatz 13, Fernruf U 46530

Dr.-Ing. J. Schunack,
Berlin-Lichterfelde 1, Drakestraße 1a, Fernruf 732261

Prof. Dr.-Ing. E. h. Dr. techn. M. Strutt,
Zürich 7, Gloriastraße 35, Fernruf 327330

Oberstudiendirektor Dr. phil. A. Thoma,
Fulda, Heinrich-von-Bibra-Platz 1,
Fernruf (vorm.) 2962, (nachm.) 4428

Geschäftsführende Redaktion und Anzeigenverwaltung:

Ing. Friedrich Rühmann
(17a) Karlsruhe-Durlach, Machstraße 4, Fernruf 42854

Alle Zuschriften werden entweder an die Schriftleitung oder
an die Geschäftsführende Redaktion erbeten.

Geschäftliche Hinweise:

Der Bezug des Archivs der elektrischen Übertragung
durch Verlag, Post und Buchhandel ist im Abonnement
zum Preis von DM 20,— für das Vierteljahr möglich.
Einzelhefte können zum Preis von DM 7,— geliefert
werden.

Anzeigenaufträge und -anfragen bitten wir an die
Anzeigenverwaltung der Zeitschrift zu richten.

S. HIRZEL VERLAG · STUTTGART

Postscheckkonto Stuttgart 64383

DR. ADOLF WIRK
**PHILOSOPHIE
UND PHYSIK**

180 Seiten, 8°, Ganzleinen DM 14,40
November 1960

Das Buch bildet, wie der Verfasser selbst sagt, ein philosophisches Komplement zu W. Heisenbergs „Physik und Philosophie“. Dem Philosophen will es den notwendigen Anschluß an die neuen Erkenntnisse der Physik ermöglichen, dem Physiker eine langentbehrte philosophische Fundierung seiner Probleme geben. Beiden gemeinsam ist ja das Streben nach Erkenntnis, die sich als allgemeinverbindlich denknotwendig erweist, also als unabhängig vom einzelnen erkennenden Menschen.

Abgeleitet und vertraut gemacht werden das Ganze und die Teile eines obersten Gesetzes, das nicht nur Seiendes aussagt, sondern auch den kategorischen Imperativ enthält: das Schöpfungsprinzip „Es werde“, und von diesem Gesetz aus die Komplementarität einer Welt aus Substanz und Präsenz; das Gesetz dualer Stufung mit der Auflösung von Widersprüchen; die Bereiche von Attributen, Ideen und Begriffen; die ewigen Rechte von Glauben und Wissen; die Erlösung zum Frieden steten Strebens.

S. HIRZEL VERLAG · STUTTGART

**VOM WESEN DER
NACHRICHT**

VON PROF. DR. G. MEGLA

204 Seiten mit 69 Bildern,
6 Tafeln und zahlr. Tabellen. Ganzleinen DM 24,—
Erscheint im Dezember 1960

1. Kapitel. Die Nachricht

1.1 Vorbetrachtung — 1.2 Die Symbole der Nachricht —
1.2.1 Die Symbolarten — 1.2.2 Die Empfangsbereitschaft — 1.3 Die unbewußte Nachrichtenübertragung —
1.4 Die bewußte Nachrichtenübertragung — 1.5 Der Weg einer Nachricht — 1.6 Die transportfähige Nachricht mit langer Übertragungszeit — 1.7 Die transportfähige Nachricht mit kurzer Übertragungszeit

2. Kapitel. Die Nachrichtenverbindungen

2.1 Die Träger der Nachrichtensymbole — 2.1.1 Das Signal als Träger des Symbols — 2.1.2 Mechanische Träger — 2.1.3 Der elektrische Strom als Symbolträger — 2.1.4 Die akustische Trägerschwingung — 2.1.5 Die elektromagnetische Trägerschwingung — 2.2 Die Teilstrecken einer Verbindung — 2.3 Optische und akustische Verbindungen — 2.4 Interplanetarische Verbindungen

3. Kapitel. Die elektrische Nachrichtenübertragung

3.1 Verfahren der elektrischen Nachrichtenübertragung — 3.2 Der Informationsgehalt der elektrischen Nachrichtenübertragung — 3.3 Neue Anwendungsgebiete

4. Kapitel. Die unmittelbare Nachrichtenübertragung

4.1 Vorbetrachtung — 4.2 Die nachrichtentechnischen Eigenschaften der Sinnesorgane — 4.3 Sinnesorgane und Nachrichtenverbindungen der Tiere — 4.4 Die Nachrichtenübertragung im Nervensystem

Literaturverzeichnis — Sachwortverzeichnis

Es ist das erste Buch, das Sinn und Wesen der Nachrichtenübertragung in einer umfassenden Gesamtschau darstellt. Die schnelle Entwicklung der Technik verleitet dazu, die großen Zusammenhänge aus dem Auge zu verlieren, deren Kenntnis es erleichtern wird, den richtigen Weg voranzugehen und die gegebenen Möglichkeiten sinnvoll anzuwenden. Bedenkt man, daß das menschliche Gehirn rund 10 Milliarden Schaltelemente in Form von Nervenzellen besitzt, die modernen elektronischen Rechenmaschinen dagegen nur mehrere zehntausend Schaltelemente, so wird man der Nachrichtentechnik noch große Entwicklungsmöglichkeiten zuerkennen.

Die modernen Nachrichtensysteme nehmen nicht nur Wahrnehmungen auf, sondern sie konzentrieren, speichern, verarbeiten sie; darüber hinaus lösen sie auch ohne menschliche Hilfe logische, automatisch überwachte Handlungen aus.

Hier werden die bekannten Arten der Übertragung im Hinblick auf ihren Mechanismus untersucht, um die Übertragungseigenschaften und Qualität der Verfahren vergleichen und daraus Anregungen für die Fortentwicklung schöpfen zu können.

S. HIRZEL VERLAG · STUTTGART

